ORSAY
Série A
N° d'ordre
968

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-François STOHR

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES MODES DE GLISSEMENT SECONDAIRES DANS LE MAGNESIUM

Soutenue le 24 mai 1972, devant la Commission d'Examen

MM. FRIEDEL Président

PHILIBERT
ESCAIG Examinateurs
POIRIER

ORSAY
Série A
N° d'ordre
968

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-François STOHR

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES MODES DE GLISSEMENT SECONDAIRES DANS LE MAGNESIUM

Soutenue le 24 mai 1972, devant la Commission d'Examen

MM. FRIEDEL — Président

PHILIBERT
ESCAIG — Examinateurs
POIRIER

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

J'adresse mes plus sincères remerciements au Professeur J. FRIEDEL qui a bien voulu accepter de diriger ce travail, me faire profiter de ses conseils et critiques, et me faire l'honneur de présider mon jury.

Je remercie sincèrement le Professeur J. PHILIBERT et le Professeur B. ESCAIG de l'intérêt qu'ils ont porté à cette étude, et d'avoir bien voulu accepter de faire partie de mon jury.

Je ne saurais trop remercier les Docteurs J. M. DUPOUY et J. P. POIRIER qui ont manifesté un intérêt constant pour cette étude et m'ont prodigué suggestions et critiques amicales. Je tiens à remercier plus particulièrement le Docteur J. P. POIRIER d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je tiens à remercier tous mes collègues de la S R M P de l'aide qu'ils m'ont apportée, et plus spécialement Monsieur G. EDELIN pour nos fructueuses discussions.

Que le Docteur Y. ADDA, Chef de la S R M P, trouve ici l'expression de ma gratitude pour m'avoir permis d'effectuer ce travail dans des conditions particulièrement agréables et de l'avoir suivi depuis son début.

Mes remerciements vont également aux Docteurs P. REGNIER et J. WASHBURN pour de nombreuses discussions et d'utiles suggestions.

Enfin je suis très reconnaissant à Madame BUREAU d'avoir dactylographié ce texte avec autant de gentillesse que d'efficacité.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548010_0024

P L A N

- INTRODUCTION

CHAPITRE I - GENERALITES SUR LES MODES DE GLISSEMENT DANS LES METAUX HEXAGONAUX COMPACTS

1 - Généralités

1.1 - Dislocations parfaites et imparfaites dans les métaux hexagonaux compacts

1.2 - Différents modes de glissement observés

1.3 - Le glissement prismatique

1.4 - Le glissement pyramidal de 2ème espèce

1.4.1 - Résumé des connaissances acquises sur le glissement pyramidal de 2ème espèce

1.4.2 - Dislocation de vecteur de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$ ($\frac{1}{3}$ [11$\bar{2}$3])

1.4.2.1 - Stabilité et instabilité de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$

1.4.2.2 - Glissement de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ et dissociation de cette dislocation

2 - Les modes de glissement secondaires dans le Magnésium

2.1 - Essais en tension ou en compression parallèlement au plan de base

2.2 - Essais en compression parallèlement à l'axe [0001]

2.3 - Discussion

CHAPITRE II - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

1 - Les monocristaux

2 - Analyse

3 - Les éprouvettes de traction et de compression

3.1 - Techniques d'usinage et d'orientation

3.2 - Amarrage des éprouvettes à la machine de traction

4 - Appareillage

4.1 - Montages de traction et de compression

4.2 - Cryostat pour essais de traction isothermes de - 269°C à - 80°C

5 - Observations micrographiques

5.1 - Microscopie optique

5.2 - Microscopie électronique en transmission

6 - Dépouillement des courbes contrainte-déformation

CHAPITRE III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1 - Modes de glissements secondaires actifs dans le Magnésium

2 - Le glissement prismatique

2.1 - Géométrie des éprouvettes de traction et de compression

2.2 - Allure des courbes $\sigma(\gamma)$

2.3 - Influence de la température sur la limite élastique (σ_o) du glissement prismatique

2.4 - Observation des lignes de glissement prismatiques

2.4.1 - Influence de la déformation

2.4.2 - Influence de la température

3 - Le glissement pyramidal de 2ème espèce

3.1 - Géométrie des éprouvettes de traction et de compression

3.2 - Résultats des essais mécaniques : courbes contrainte-déformation

3.2.1 - Dépouillement des courbes contrainte-déformation : cission critique

3.2.2 - Influence de la température sur les courbes contrainte-déformation et sur la cission critique

3.2.3 - Influence de la vitesse de déformation

3.3 - Observation micrographique des lignes de glissement

3.3.1 - Echantillon déformé à la température de l'azote liquide

3.3.2 - Echantillon déformé à la température ambiante

3.3.3 - Echantillon déformé à des températures supérieures ou égales à 100°C

3.4 - Observation microscopique électronique par transmission

3.4.1 - Echantillons de magnésium recuit

3.4.2 - Echantillons de magnésium déformée de 10^{-4}

3.4.2.1 - Echantillons déformés dans le domaine I

3.4.2.2 - Echantillons déformés dans le domaine II

3.4.2.3 - Echantillons déformés dans le domaine III

3.4.3 - Echantillons déformés de 5.10^{-3}

3.4.3.1 - Echantillons déformés dans le domaine I

3.4.3.2 - Echantillons déformés dans le domaine II

4 - Résultats expérimentaux sur le zinc

4.1 - Géométrie des éprouvettes de traction

4.2 - Essais mécaniques

4.3 - Observation des lignes de glissement

4.4 - Observation en microscopie électronique par transmission

CHAPITRE IV - INTERPRETATION DES RESULTATS

1 - Le glissement prismatique

1.1 - Mécanismes de contrôle du glissement prismatique

1.1.1 - Mécanisme lié à la force de Peierls-Nabarro

1.1.2 - Les modèles de glissement dévié

1.1.3 - Glissement dévié et blocage activé des dislocations

1.2 - Discussion et comparaison avec les autres métaux hexagonaux compacts

Conclusion sur le glissement prismatique du magnésium

2 - Le glissement pyramidal de 2ème espèce

2.1 - Discussion sur le mode de déformation des échantillons

2.2 - Interprétation des observations effectuées en microscopie électronique par transmission

2.2.1 - Domaine de température I (- 105°C à 0°C)

2.2.2 - Domaine de température II (0°C à 110°C)

2.2.2.1 - Analyse de la dissociation de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ coin dans le plan de base

- géométrie de la dissociation
- gain d'énergie par dissociation et distance d'équilibre des dislocations partielles
- cinétique de la dissociation de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ ($1/3\ [11\bar{2}3]$) en deux partielles $\frac{1}{6}\ [20\bar{2}3]$ et $\frac{1}{6}\ [02\bar{2}3]$; influence de la température

2.2.2.2 - Influence de la température sur la formation des lignes de glissement dans le domaine II

2.2.2.3 - Comparaison avec les autres métaux hexagonaux compacts

2.2.3 - Interprétation du domaine III et comparaison avec les autres métaux hexagonaux compacts

2.3 - Interprétation du début de la déformation du magnésium en glissement pyramidal de 2ème espèce

2.3.1 - Voisinage de la cission critique pour une déformation de 10^{-4}

2.3.2 - Déformation ultérieure de l'échantillon

2.4 - Comparaison avec les autres métaux hexagonaux compacts

Conclusion sur le glissement pyramidal de 2ème espèce

CONCLUSION

ANNEXE A - Détermination des vecteurs de Burgers

1 - Détermination des vecteurs de Burgers des dislocations parfaites

1.1 - Lames minces parallèles au plan de base

1.1.1 - Dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$

1.1.2 - Discrimination entre les vecteurs de Burgers $\vec{a}$ et $\vec{c} + \vec{a}$

1.2 - Lames minces parallèles aux plans du type $\{10\bar{1}0\}$

2 - Détermination des vecteurs de Burgers des dislocations imparfaites

2.1 - Contraste de la faute d'empilement

2.2 - Détermination des vecteurs de Burgers des dislocations qui bordent la faute

2.2.1 - Boucle de faute circulaire

2.2.2 - Boucle de faute annulaire

ANNEXE B -

1 - Gain d'énergie par dissociation

1.1 - Energie d'une dislocation parfaite

1.2 - Dissociation d'une dislocation parfaite

2 - Force de montée s'exerçant sur les dislocations partielles $\frac{1}{2}\ \vec{c} + \vec{p}$

3 - Vitesse de montée des dislocations partielles

INTRODUCTION

L'utilisation croissante de métaux tels que le magnésium, le titane, le zirconium, et leurs alliages a entraîné un développement des recherches visant à comprendre la plasticité des métaux de structure hexagonale compacte.

Si les modes de glissement facile, le glissement basal ou le glissement prismatique suivant les métaux, ont été assez largement étudiés, il n'en est pas de même des modes de glissement secondaires. En particulier le glissement pyramidal de deuxième espèce présente un grand intérêt car il confère aux métaux dans lesquels il existe une ductilité tridimensionnelle. Ce glissement n'existe de façon intensive que dans le zinc et le cadmium, et demeure pour les autres métaux hexagonaux compacts un mode très difficile.

Il est clair qu'une meilleure connaissance des modes de glissement secondaires et plus particulièrement du glissement pyramidal de 2ème espèce, permettrait peut être de modifier les propriétés mécaniques de ces métaux.

Le magnésium nous a semblé être un métal bien adapté à une telle étude pour les raisons suivantes :

- On peut l'obtenir à un degré de pureté suffisante pour que les impuretés ne soient pas trop gênantes.
- Dans le magnésium, la température ambiante est suffisamment basse par rapport à la température de fusion (Ta = 0,3 Tf) pour que les configurations de dislocations n'évoluent pas.

Dans le magnésium, les deux modes de glissement secondaires actifs en dessous de 150°C, sont le glissement prismatique et le glissement pyramidal de 2ème espèce.

Nous avons défini les conditions de l'obtention de chacun de ces deux modes de glissement.

Pour le glissement prismatique nous avons mesuré la limite élastique en fonction de la température pour quelques points fixes allant de la température ambiante à celle de l'hélium liquide.

Le glissement pyramidal de deuxième espèce étant très mal connu dans le magnésium, c'est sur lui que s'est surtout portée notre attention : nous avons mesuré la cission critique macroscopique en fonction de la température et tenté d'expliquer son comportement à l'aide des observations effectuées en microscopie électronique par transmission.

Afin de comparer le comportement du glissement pyramidal de deuxième espèce du magnésium à celui d'autres métaux hexagonaux nous avons mesuré pour quelques températures, la limite élastique macroscopique du glissement pyramidal de deuxième espèce du zinc.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES MODES DE GLISSEMENT DANS LES METAUX HEXAGONAUX COMPACTS

1 - Généralités

1.1 - Dislocations parfaites et imparfaites dans les métaux hexagonaux compacts

La structure hexagonale compacte correspond à l'empilement régulier de plans du type AB AB. On peut représenter cette structure par une maille à deux atomes de coordonnées (0, 0, 0) (atome A) et $(\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{2})$ (atome B) (figure 1). Nous avons rassemblé dans le tableau I les différents vecteurs de Burgers des dislocations qui ont été identifiés dans les métaux hexagonaux compacts. La figure 2 représente le double tétraèdre de Damiano [1] et les vecteurs de Burgers des dislocations.

TABLEAU I

Notation cristallographique	Notation vectorielle	Représentation sur le tétraèdre	Nature de la dislocation
$\frac{1}{3} < 11\bar{2}0 >$	$\vec{a}$	AB	Parfaite
[0001]	$\vec{c}$	ST	Parfaite
$\frac{1}{3} < 11\bar{2}3 >$	$(\vec{c} + \vec{a})$	(SA / TB)	Parfaite
$\frac{1}{3} < 10\bar{1}0 >$	$\vec{p}$	A σ	Imparfaite glissile dans le plan de base
$\frac{1}{6} < 20\bar{2}3 >$	$\frac{1}{2}\vec{c} + \vec{p}$	SA	Imparfaite sessile
$\frac{1}{2}$ [0001]	$\frac{1}{2}\vec{c}$	σ T	Imparfaite sessile

1.2 - Différents modes de glissement observés

Quatre modes de glissement ont été observés dans les métaux hexagonaux compacts, ce sont :

- le glissement basal $(0001) < 11\bar{2}0 >$ (figure 3 a)
- le glissement prismatique $\{10\bar{1}0\} < 11\bar{2}0 >$ (figure 3 b)
- le glissement pyramidal de première espèce $\{10\bar{1}1\} < 11\bar{2}0 >$ (figure 3 c)

TABLEAU II

Métal	Mode principal à la température ambiante	Modes secondaires observés
Cadmium	Basal [2, 3]	Pyramidal II [4, 5] Pyramidal I [6] Prismatique [7]
Zinc	Basal [8, 9, 10]	Pyramidal II [11, 12, 13] Prismatique [14]
Cobalt	Basal [15]	
Magnésium	Basal [16, 17, 18, 19]	Prismatique [20] Pyramidal I [21] Pyramidal II [21, 22]
Rhénium	Basal [23] Prismatique [23]	
Zirconium	Prismatique [24, 25, 26]	Basal [26, 27] Pyramidal I [28]
Titane	Prismatique [29, 26]	Basal [30, 26] Pyramidal I [31] Pyramidal II [32]
Thallium	Basal [33] Prismatique [33]	
Hafnium	Prismatique [34]	Basal [34] Pyramidal I [34]
Yttrium	Prismatique [35, 36]	Basal [35]
Beryllium	Basal [37]	Prismatique [38] Pyramidal I [39] Pyramidal II [40]

- Le glissement pyramidal de deuxième espèce $\{11\bar{2}2\}$ $<11\bar{2}3>$

Les trois premiers modes possèdent la même direction de glissement $<11\bar{2}0>$. Seul le glissement pyramidal de deuxième espèce a une direction de glissement hors du plan de base ; il est donc particulièrement intéressant car il permet l'obtention d'une ductilité tridimensionnelle.

Il existe en général un mode de glissement beaucoup plus facile à déclencher que les autres et appelé mode principal. Pour la plupart des métaux hexagonaux compacts, tels le béryllium, le magnésium, le zinc, le cadmium, le cobalt, c'est le glissement basal, pour d'autres tels le titane, le zirconium, le hafnium, c'est le glissement prismatique. Les modes pyramidaux sont toujours des modes de glissement secondaires. Le tableau II résume les modes de déformation observés dans les métaux hexagonaux compacts, dans l'ordre de leur facilité relative à la température ambiante.

1.3 - Le glissement prismatique

Dans les métaux où le glissement basal est le mode principal, le glissement prismatique est toujours un mode de déformation très fortement activé thermiquement. C'est le cas pour le zinc [13, 14], le cadmium [7, 2], le béryllium [38, 41], le magnésium [20], les solutions solides de magnésium [42].

On a souvent tenté d'expliquer la différence de facilité entre le glissement basal et le glissement prismatique en utilisant la force de Peierls-Nabarro. Lorsque le rapport $\frac{c}{a}$ diminue, le plan de base devient de moins en moins dense, et le glissement prismatique devrait alors devenir le mode principal. C'est effectivement le cas pour le titane et le zirconium, mais le béryllium fait exception à cette règle. REGNIER [41] a effectivement montré que si la règle des plans denses permettait d'éliminer les plans de hauts indices des systèmes de glissement possibles, elle devenait toutefois insuffisante pour expliquer la facilité relative des modes de glissement basal et prismatique.

Par ailleurs, les dislocations qui sont responsables du glissement basal et du glissement prismatique, peuvent se dissocier dans le plan de base. Ces dislocations ne pourront donc glisser dans les plans prismatiques que si on peut former une constriction de manière à permettre leur déviation dans les plans prismatiques [43]. Récemment REGNIER [41] a proposé un modèle dans lequel les dislocations de vecteurs de Burgers $\vec{a}$ sont également dissociées dans les plans prismatiques. La facilité relative du glissement basal et du glissement prismatique s'explique alors en terme d'énergie de faute d'empilement : plus l'énergie de faute sur le plan de base est faible, plus le glissement y sera facile. L'énergie de faute d'empilement joue donc un rôle important dans la facilité relative du glissement basal et du glissement prismatique.

Le glissement pyramidal de première espèce a été observé dans quelques métaux : le cadmium [6], le magnésium [21], le béryllium [39]. Comme le glissement prismatique ce mode est très fortement activé thermiquement. De même que pour le glissement prismatique, il faudra pour obtenir du glissement pyramidal de première espèce faire dévier les dislocations $\vec{a}$ du plan de base sur les plans pyramidaux $\{10\bar{1}1\}$.

1.4 - Le glissement pyramidal de deuxième espèce

1.4.1 - Résumé des connaissances acquises sur le glissement pyramidal de deuxième espèce

Ce mode de glissement, difficile à isoler seul, n'a en fait été observé que dans peu de métaux.

Il a été assez largement étudié dans le zinc [11, 12] et le cadmium [4, 5] où il est le mode de glissement secondaire prépondérant à la température ambiante. Par contre, il est très difficile dans le béryllium [40, 44] où on ne l'observe que pour des contraintes voisines de la contrainte de rupture. Il est également actif dans le titane [32] mais il n'a pu être obtenu seul dans ce métal à cause du maclage. Il a été également rapporté dans le magnésium [21] à la température de l'azote liquide, mais avec la direction de glissement très improbable $< 10\bar{1}0 >$.

Pratiquement, aucun mécanisme n'a été proposé pour tenter d'expliquer les propriétés de ce mode de glissement, encore très mal connu. De plus la structure de la dislocation de vecteur de Burgers $\vec{c} + \vec{a}$ et le mécanisme de son glissement sont complexes.

1.4.2 - Dislocation de vecteur de Burgers $\frac{1}{3} < 11\bar{2}3 > (\vec{c} + \vec{a})$ et glissement pyramidal de deuxième espèce

1.4.2.1 - Stabilité et instabilité de la dislocation c + a

YOO et WEI [45], YOO [46] et FISHER et ALFRED [47] ont étudié la stabilité de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ en calculant en élasticité anisotrope les énergies des dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ parfaites et des dislocations dissociées en deux partielles du type $\frac{1}{2}\vec{c} + \vec{p}$ ou décomposées en dislocations $\vec{c}$ et $\vec{a}$. Le calcul est purement élastique, les énergies des coeurs des dislocations ont en effet été négligées.

L'énergie de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ dissociée en deux partielles du type $\frac{1}{2}\vec{c} + \vec{p}$ est toujours plus faible que celle de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ parfaite ; cette dissociation aura donc tendance à se produire. Pour la décomposition de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ en dislocations $\vec{c}$ et $\vec{a}$, la situation diffère selon que la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ est de caractère vis, ou de caractère coin.

Si la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ est vis, l'énergie de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ parfaite est plus faible que celle des dislocations $\vec{c}$ et $\vec{a}$ isolées. La dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ coin sera donc stable.

Si la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ est coin, l'énergie de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ parfaite est plus grande que celle des dislocations $\vec{c}$ et $\vec{a}$ séparées ; la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ coin sera donc instable.

Par ailleurs, dans le cas du magnésium qui est un métal quasiment isotrope, nous avons comparé les énergies des structures suivantes :

1) Dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ dissociée en deux dislocations partielle du type $\frac{1}{2}\vec{c} + \vec{p}$
2) Dislocation $\vec{c}$ dissociée en deux dislocations partielles du type $\frac{1}{2}\vec{c} + \vec{p}$ et dislocation a dissociée en deux dislocations partielles du type $\vec{p}$.

Pour cela nous avons calculé les gains d'énergie obtenus en dissociant la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ en la première structure, et les dislocations $\vec{c}$ et $\vec{a}$ selon la deuxième structure.

Le gain d'énergie lors de la dissociation de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ est :

$$\Delta E = \frac{\mu}{24\,\pi\,(1-\nu)}\,[(2+\nu)\,a^2+3\,c^2]\,\mathrm{Log}\,\frac{l_e}{e\,r_{ci}} - \frac{\mu\,(a^2+c^2)}{4\,\pi\,(1-\nu)}\,\mathrm{Log}\,\frac{r_{cp}}{r_{ci}}$$

où

ΔE	est le gain d'énergie par dissociation (cf. Annexe B)
μ	le module de cisaillement
ν	le coefficient de Poisson
a et c	les paramètres de la maille du magnésium
l_e	la largeur du ruban de faute à l'équilibre
r_{ci}	le rayon de coeur de la dislocation imparfaite
r_{cp}	le rayon de coeur de la dislocation parfaite

on a pris $r_c = 0,3\ b$ où b est le vecteur de Burgers de la dislocation (cf. Annexe B).

De même pour la dissociation :

$$\vec{c} \rightarrow (\tfrac{1}{2}\,\vec{c}+\vec{p}) + (\tfrac{1}{2}\,\vec{c}-\vec{p})$$

on a :

$$\Delta E = \frac{\mu}{24\,\pi\,(1-\nu)}\,[3\,c^2-(4-\nu)\,a^2]\,\mathrm{Log}\,\frac{l_e}{e\,r_{ci}} - \frac{\mu\,c^2}{4\,\pi\,(1-\nu)}\,\mathrm{Log}\,\frac{r_{cp}}{r_{ci}}$$

pour la dislocation $\vec{a}$:

$$\Delta E = \frac{\mu\,a^2\,(2+\nu)}{4\,\pi\,(1-\nu)}\,\mathrm{Log}\,\frac{l_e}{e\,r_{ci}} - \frac{\mu\,a^2}{4\,\pi\,(1-\nu)}\,\mathrm{Log}\,\frac{r_{cp}}{r_{ci}}$$

Nous avons trouvé pour la structure (1) un gain d'énergie de 0, 9 eV par distance interatomique de longueur, et pour la structure (2) un gain d'énergie de 0, 54 eV par distance interatomique de longueur.

On constate donc que la structure (1) dont l'énergie est plus faible sera plus stable.

La structure la plus stable est donc celle de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ dissociée en deux dislocations partielles du type $\frac{1}{2}\,\vec{c}+\vec{p}$.

1.4.2.2 - Glissement de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ et dissociation de cette dislocation

L'empilement des plans $\{11\bar{2}2\}$ sur lesquels se produit le glissement pyramidal de deuxième espèce est représenté sur la figure 4. Les lettres A et B indiquent à quelle couche de l'empilement des plans de base appartiennent les atomes.

On cherche à regarder comment peut se produire le glissement de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$. Par analogie avec celui de la dislocation $\vec{a}$ dans le plan de base, qui se produit par un

déplacement des atomes selon $\vec{A\sigma}$ puis $\vec{\sigma B}$ (figure 2), on serait tenté ici de vouloir effectuer le déplacement $\vec{ae}$ en effectuant successivement les mouvements $\vec{af}$ puis $\vec{fe}$. Ces derniers conduisent à la dissociation :

$$\vec{c} + \vec{a} \longrightarrow \frac{1}{2}\ \vec{c} + \vec{p}_1 + \frac{1}{2}\ \vec{c} + \vec{p}_2$$

FRANK et NICHOLAS [48] ont montré que cette dissociation ne peut se faire que si la montée intervient *. Pour expliquer le glissement de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$, ROSENBAUM [49] a proposé un mouvement des atomes qui respecte le principe de la moindre variation à la règle des proches voisins. Pour se translater de la quantité $(\vec{c} + \vec{a})$ sur un plan $\{11\bar{2}2\}$, un atome suit alors le chemin

$$a \longrightarrow b \longrightarrow c \longrightarrow d \longrightarrow e$$

où $\vec{ae} = (\vec{c} + \vec{a})$. Les positions b et d sont des positions tétraèdriques, tandis que c et e sont des positions octraédriques. Un déplacement $a \rightarrow b$ de la partie supérieure du cristal ne rompt qu'une des douze liaisons de l'atome.

C'est en analysant le mouvement des atomes sur les plans $\{11\bar{2}2\}$ de cette manière que ROSENBAUM a montré que le mouvement d'une dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ pouvait être comparé à celui des dislocations de macles. La dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ est alors dissociée de façon glissile en quatre dislocations partielles, dont la première est une dislocation de macle. Le mouvement d'une dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ ne se fait pas en déplaçant les atomes d'un plan $(11\bar{2}2)$ mais en déplaçant les atomes de quatre plans $(11\bar{2}2)$. Avec un tel modèle on perd la notion classique de plan de glissement.

Nous allons maintenant examiner plus en détail les études déjà effectuées sur les glissements secondaires du magnésium.

2 - Les modes de glissement secondaires dans le magnésium

De nombreuses études ont été effectuées sur les modes de déformation secondaires du magnésium.

Pour isoler les systèmes de glissement autre que le glissement basal les essais doivent être effectués avec l'axe des efforts soit parallèle, soit perpendiculaire au plan de base.

2.1 - Essais en tension ou en compression parallèlement au plan de base

En tension parallèlement au plan de base, DORN et MOTE [20] observent du glissement prismatique pour les températures supérieures ou égales à 200°C. Pour les températures inférieures ces auteurs ont observé beaucoup de maclage, et peu de glissement.

---

* Le plan de la faute d'empilement ne contient pas les vecteurs de Burgers des dislocations partielles. Pour élargir le ruban de faute il faut donc faire monter les deux dislocations partielles.

De même, YOSHINAGA et HORIUCHI [50] n'ont observé du glissement prismatique que pour les températures supérieures ou égales à 200°C ; pour les températures inférieures ces auteurs observent beaucoup de glissement basal.

Par ailleurs, REED HILL [21] observe du glissement pyramidal de première espèce $\{10\bar{1}1\}<11\bar{2}0>$ à la température ambiante. A la température de - 195°C il observe simultanément du glissement prismatique, du glissement basal et du glissement pyramidal de deuxième espèce. Remarquons que cet auteur attribue au glissement pyramidal de deuxième espèce la direction de glissement fortement improbable $<10\bar{1}0>$ *.

Dans des essais en compression avec maintien des surfaces latérales WONSIEWICZ et BACKOFEN [51] n'ont observé que du maclage et du glissement basal dans les parties maclées du cristal lorsque l'axe des efforts est parallèle à la direction $<10\bar{1}0>$. De même lorsque l'axe des efforts est parallèle à la direction $<11\bar{2}0>$ KELLEY et HOSFORD [52] n'ont observé également que du maclage.

2.2 - Essais en compression parallèlement à l'axe [0001]

YOSHINAGA et HORIUCHI [53] n'ont observé que du maclage en déformant des éprouvettes de magnésium parallèlement à l'axe $\vec{c}$ à la température ambiante. Ces auteurs ont conclu que la limite élastique du glissement pyramidal $\{11\bar{2}2\}<11\bar{2}3>$ était au moins de 102 M N/m^2 (10 kgf/mm^2) à la température ambiante. L'absence de glissement pyramidal de deuxième espèce est également rapportée par les deux groupes d'expérimentateurs cités au paragraphe précédent [51, 52].

2.3 - Discussion

Les modes de glissement observés diffèrent selon les auteurs, même pour des essais effectués dans les mêmes conditions. Dans certains cas même, aucune observation micrographique de lignes de glissement n'a été effectuée, les auteurs se contentant de donner aux éprouvettes une orientation telle que le facteur de Schmid du plan qu'ils souhaitent voir glisser soit maximum. Nous verrons que cette condition n'est pas toujours suffisante. Remarquons de plus que les valeurs des "limites élastiques" des glissements secondaires données par ces différents auteurs sont élevées, de l'ordre de 60 M N/m^2 à la température ambiante et de 100 M N/m^2 à celle de l'azote liquide [20]. Par contre, la valeur de la limite élastique du glissement basal est faible [7] de l'ordre de 0,4 M N/m^2 à la température ambiante et de 0,8 M N/m^2 à celle de l'azote liquide.

On voit donc que le rapport entre la limite élastique du glissement non basal et la limite élastique du glissement basal est de 150 à la température ambiante et de 125 à celle de l'azote liquide. Pour que le glissement basal ne soit pas sollicité il importe donc que dans les essais en traction parallèlement au plan de base, le défaut de parallélisme entre l'axe des efforts

---

* A notre connaissance on n'a jamais observé de dislocations de vecteurs de Burgers $[10\bar{1}0]$ dans les métaux hexagonaux compacts.

et le plan de base soit inférieur à vingt cinq minutes d'arc. Or les divers expérimentateurs ne garantissent le parallélisme entre l'axe des efforts et le plan de base qu'à $\pm 2°$ près. Il en est de même pour les essais en compression selon l'axe sénaire.

Il n'est donc pas étonnant que YOSHINAGA et HORIUCHI n'aient observé que du glissement basal dans leurs essais en tension "parallèlement au plan de base" à la température ambiante.

Ces remarques permettent de considérer avec un certain septicisme les valeurs des limites élastiques des modes de glissement secondaires du magnésium obtenues par pratiquement tous les expérimentateurs. Avant toute chose il est nécessaire de préciser la nature exacte des modes de glissement observés, et de s'affranchir du maclage observé par tous les auteurs pour les températures inférieures à la température ambiante.

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

1 - Les monocristaux

Les monocristaux de magnésium ont été fabriqués selon la méthode de Bridgman à partir d'un magnésium de pureté 99, 99 °/₀ fourni par la Koch Light Ltd.

Nous avons mis au point une installation qui permet d'obtenir des monocristaux germés, ayant la forme de parallélépipèdes rectangles de 4 cm^2 de section et de 10 cm de longueur. Grâce aux dimensions importantes de ces monocristaux on peut réaliser toute une série d'essais mécaniques avec des échantillons provenant du même monocristal, ce qui limite la dispersion des résultats.

L'installation est représentée sur la figure 5. La fusion est effectuée sous atmosphère d'argon, dans un moule en graphite composé de deux demi-coquilles. Le refroidissement du germe, situé à la partie inférieure du moule est assuré par un puits de cuivre réfrigéré par une circulation d'eau. Une vitesse de tirage du four de 8 mm par heure permet l'obtention de monocristaux à faible sous structure, de désorientation inférieure ou égale à 10 minutes d'arc. Les portions de monocristal qui contiennent une sous-structure dont la désorientation est supérieure ou égale à 20 minutes d'arc ont été rejetées.

Des monocristaux de zinc ont été obtenus par la même méthode à partir d'un métal de pureté 99, 9999 °/₀ .

2 - Analyse

L'analyse des monocristaux de magnésium est donnée dans le tableau III.

TABLEAU III

Ag	Al	B	Be	Ca	Cd	Co	Cr	Cu	Fe	K
< I	< 20	< 2	< 2	< 20	< 3	< 10	< 10	< 10	< 10	< 30
Li	Mn	Ni	Pb	Si	Sn	Ti	V	Zn	Zr	
< I	48	<20	< 10	< 20	<10	< 10	< 10	< 50	n.d.	

L'analyse semi-quantitative a été effectuée par spectroscopie d'étincelle. La somme de toutes les impuretés est inférieure à 300 ppm.

n.d. : non décelé.

Ce chiffre doit être considéré comme un maximum compte tenu de la méthode utilisée pour l'analyse.

3 - Les éprouvettes de traction et de compression

3.1 - Techniques d'usinage et d'orientation

Le magnésium et le zinc étant des métaux pour lesquels le maclage est un mode de déformation particulièrement facile, tout procédé d'usinage mécanique est à proscrire.

Des méthodes d'usinage chimique ont été développées par REGNIER [41] ; elles permettent de façonner les échantillons sans écrouissage, et surtout sans maclage.

Les éprouvettes de traction sont découpées avec une soie chimique à fil [41] et orientées à mieux de cinq minutes d'arc par la méthode du double Laue. La baguette de 70 mm de longueur est usinée à l'aide d'une machine à bande [41] avec une solution aqueuse à 10 °/₀ d'acide nitrique. On obtient un parallélépipdède rectangle de (5 x 2) mm^2 de section dont la petite face est parallèle au plan de base. Le profil est également obtenu à la machine à bande à l'aide d'un gabarit.

Les éprouvettes de compression sont découpées dans un parallélépipède rectangle de 70 mm de longueur et de (10 x 10) mm^2 de section dont les faces sont usinées avec un parallélisme meilleure que 10^{-3} radians.

Les éprouvettes de traction en zinc ont été réalisées de la même manière que celles de magnésium, mais en utilisant comme bain de polissage une solution aqueuse à 20 °/₀ d'acide nitrique.

3.2 - Amarrage des éprouvettes à la machine de traction

Deux types d'amarrage ont été utilisés :

- des mordaches de magnésium sur lesquels l'éprouvette est collée avec un ciment à froid du type "Métolux".

- des mordaches en acier dans lesquels les têtes des éprouvettes sont écrasées sur une longueur de 15 mm, laissant entre le corps de l'éprouvette et la partie écrasée de la tête, une longueur libre de 10 mm ayant la section de la tête. Cette garde permet d'éviter tout glissement parasite dans le corps de l'éprouvette quand on écrase les têtes de l'éprouvette entre les mordaches.

Le premier système, plus satisfaisant en principe, a dû cependant être abandonné car plus de deux éprouvettes sur trois se décollent en cours de traction.

Pour le montage de l'éprouvette dans les mors, et son installation sur la machine de traction, on utilise un dispositif qui maintient les deux mors solidaires et évite toute déformation parasite de l'échantillon.

4 - Appareillage

4.1 - Montages de traction et de compression

Pour déformer ces échantillons, nous avons équipé une machine de traction Instron, de montages de traction ou de compression (figure 6).

L'alignement des montages, indispensable pour que l'axe des efforts coïncide avec l'axe de l'éprouvette, est obtenu en utilisant des montages de grande longueur dont on a soigné le centrage. Avec les dispositifs utilisés on peut estimer que l'alignement du montage est meilleur que 2.10^{-3} radians.

La déformation des éprouvettes est mesurée au moyen de deux capteurs T.E.S.A. dont la sensibilité est de 0,01 μ m. L'utilisation de deux capteurs permet d'éliminer les erreurs systématiques dues aux dilatations différentielles du montage. Afin de maintenir fixe la température des capteurs, ce qui est indispensable pour obtenir des mesures précises, ils sont placés dans une enceinte isotherme, réfrigérée par une circulation d'eau.

La charge appliquée à l'éprouvette est mesurée par la cellule de charge placée sur la traverse fixe de la machine de traction.

Pour éviter toute oxydation des éprouvettes, on travaille sous atmosphère d'argon.

Les températures supérieures à la température ambiante, sont obtenues en plaçant le tube laboratoire dans un four A.D.A.M.E.L. Deux thermocouples placés respectivement à la partie inférieure, et à la partie supérieure de l'échantillon, permettent de déterminer sa température à 0,25°C près.

Les températures inférieures à la température ambiante sont obtenues au moyen de bains réfrigérants :

- la température de - 196°C est obtenue en plongeant le tube laboratoire dans un dewar de grande capacité rempli d'azote liquide, dont le niveau est maintenu constant,
- celle de - 80°C est obtenue en utilisant un bain d'alcool éthylique saturé en carboglace.

4.2 - Cryostat pour essais de traction isothermes de - 269°C à - 80°C

Les températures comprises entre la température de l'hélium liquide et - 80°C ont été obtenues à l'aide d'un cryostat [54] dont nous avons suivi la réalisation. Ce cryostat permet de réaliser des essais de traction à toute température comprise entre - 269°C et - 80°C (figure 7). La mise en température de l'échantillon et le maintien de cette température à une valeur fixe sont assurés par la circulation le long de l'éprouvette d'un fluide réfrigérant dont on régule la température à une valeur voisine de celle que l'on désire conférer à l'éprouvette (figure 8). On utilise comme fluide réfrigérant :

- de l'hélium pour les températures comprises entre - 269°C et - 180°C
- de l'azote pour les températures comprises entre - 180°C et - 80°C.

Les fluctuation de la température de l'échantillon autour de la valeur choisie, sont, pour des essais durant plus d'une heure, inférieures à :

± 0,1°C pour les températures comprises entre - 269°C et - 230°C
± 0,3°C pour les températures comprises entre - 230°C et - 170°C
± 0,6°C pour les températures comprises entre - 170°C et - 80°C.

La mesure de la température de l'échantillon est effectuée au moyen de deux sondes à l'arséniure de gallium, placées l'une sur le mors supérieur, l'autre sur le mors inférieur (figures 7 et 9).

La déformation de l'échantillon est mesurée à l'aide de deux capteurs de déplacement T.E.S.A., placés dans une enceinte isotherme portée à la température de l'azote liquide (figures 7 et 9).

L'effort maximum que peut supporter ce cryostat est de 500 daN.

5 - Observations micrographiques

5.1 - Microscopie optique

Les lignes de glissement ont été observées au microscope optique muni d'un dispositif à contraste interférentiel de Nomarski [55]. Ce dispositif permet de déceler sur la surface de l'échantillon, des marches dont la hauteur est de quelques Angstroems.

Les surfaces des échantillons destinés aux observations micrographiques sont d'abord polies avec de l'alumine de finesse 48 heures ; on effectue ensuite un polissage électrolytique de l'échantillon dans les conditions suivantes :

- bain { éther monobuthylique de l'éthylène glycol 90 %
  acide perchlorique 10 %
- cathode en acier inoxydable
- température du bain de 0 à 10°C
- tension : 35 V en circuit fermé.

On obtient ainsi des surfaces très planes, sans rugosité.

Quelques observations ont été effectuées avec un microscope électronique à balayage dont la résolution dans un plan de l'échantillon est excellente (300 Å) mais qui, par contre, ne permet pas de déceler des dénivellations de surface aussi faibles que le microscope optique muni du dispositif à contraste interférentiel de Nomarski. Les deux appareils sont donc complémentaires.

Les éprouvettes de zinc étant plus facilement déformables que celles de magnésium, ne peuvent subir de polissage mécanique. On effectue pour ces dernières un polissage électrolytique un peu plus poussé, dans les conditions suivantes :

- bain { alcool éthylique 50 °/₀ ; acide orthophosphorique 50 °/₀
- cathode en acier inoxydable
- température du bain : 20°C
- tension : 2,5 à 3,5 V en circuit fermé.

5.2 - Microscopie électronique en transmission

Des lames minces ont été préparées de la manière suivante : Les échantillons sont découpés à la scie chimique à fil en lames de 1 mm d'épaisseur. Ces dernières sont amincies à l'aide de la machine à bande, jusqu'à une épaisseur de 200 µm pour les lames parallèles au plan de base et de 100 µm pour les autres lames.

On effectue ensuite un préamincissement chimique qui amène ces lames à une épaisseur de 50 µm . On opère avec le bain ci-dessous :

- Alcool éthylique : 98 °/₀
- Acide chlorhydrique : 2 °/₀
- Température du bain : 20°C

l'amaincissement final est effectué de manière entièrement chimique, dans le bain ci-dessous :

- Alcool méthylique : 67 °/₀
- Acide nitrique : 33 °/₀
- Température du bain : - 30°C

Les lames minces de zinc sont préparées de la même manière en utilisant les bains ci-dessous :

Bain de préamincissement chimique

acide nitrique : 20 °/₀
eau : 80 °/₀
température du bain : 20 °C

Bain d'amincissement par polissage électrolytique

acide nitrique : 20 °/₀

alcool méthylique : 80 °/₀

tension aux bornes de la cellule : 2, 5 Volts en circuit fermé

température du bain : - 30°C

Les observations ont été effectuées sur un microscope Siemens Elmiskop 1 A.

6 - Dépouillement des courbes contrainte-déformation

Les courbes contrainte-déformation sont obtenues à partir des enregistrements charge-temps et allongement-temps que donnent la cellule de charge de la machine de traction d'une part, et les capteurs de déplacement d'autre part. On utilise ensuite une table donnant pour chaque pour cent de déformation la contrainte et le cisaillement résolu.

Dans le cas où l'on n'a que du glissement simple, la contrainte résolue est donnée par :

$$\sigma = \frac{F}{So} \cos \chi \cos \lambda$$

et le cisaillement résolu par :

$$\gamma = \frac{\sin (\lambda_o - \lambda)}{\cos \chi_o \sin \lambda}$$

où λ_o, λ, χ_o, χ, ont leur signification habituelle (figure 10).

Dans les essais où nous obtenons du glissement multiple, on n'a pas de rotation du réseau :

- soit parce que l'orientation choisie correspond à du glissement double stable,
- soit parce que les déformations atteintes sont inférieures à 1 °/₀ . On se contente alors de reporter la contrainte σ sur le plan de glissement, dans la direction de glissement, $\sigma = \frac{F}{So} \cos \chi_o \cos \lambda_o$, en fonction de la déformation ε de l'échantillon.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

1 - Modes de glissement secondaires actifs dans le magnésium

Pour déterminer les modes de glissement secondaires du magnésium nous avons déformé des éprouvettes en tension parallèlement au plan de base à la température de l'azote liquide.

Les glissements secondaires du magnésium ont une cission critique beaucoup plus élevée (150 fois) que celle du glissement basal.

Afin de ne pas solliciter le glissement basal, la désorientation du plan de base par rapport à l'axe de traction est inférieure à cinq minutes d'arc.

Nous avons choisi une orientation des éprouvettes telle que le glissement prismatique et les deux glissements pyramidaux soient également sollicités. On réalise cette condition lorsque l'axe des efforts fait un angle de 6° avec une direction $< 11\bar{2}0 >$ (figure 13).

L'analyse des traces de glissement sur les deux faces de l'éprouvette montre la présence des deux modes de glissement suivants (figure 11) :

- le glissement prismatique $\{10\bar{1}0\} < 11\bar{2}0 >$
- le glissement pyramidal de deuxième espèce $\{11\bar{2}2\} < 11\bar{2}3 >$

On voit également quelques lignes de glissement basal.

L'observation simultanée de glissement prismatique et de glissement pyramidal de deuxième espèce laisse présumer que les cissions critiques de ces deux modes de glissement sont voisines à la température de - 195°C. Nous avons étudié séparément ces deux modes de glissement.

2 - Le glissement prismatique

2.1 - Géométrie des éprouvettes de traction et de compression

En tension ou en compression parallèlement au plan de base, l'orientation qui favorise au maximum le glissement prismatique par rapport au glissement pyramidal de deuxième

espèce est celle pour laquelle l'angle θ entre l'axe des efforts et une direction $< 11\bar{2}0 >$ vaut 30° (figure 12 c). Le rapport $\frac{f_p}{f_{\pi 2}}$ du facteur de Schmid pour le glissement prismatique au facteur de Schmid pour le glissement pyramidal de deuxième espèce vaut alors 1,3 (figure 13). Cependant avec cette orientation les deux plans de glissement $(10\bar{1}0)$ et $(1\bar{1}00)$ sont également sollicités, et on doit donc s'attendre à ce que la courbe contrainte-déformation présente une consolidation forte. On appellera éprouvettes A, les éprouvettes ayant cette orientation.

Nous lui avons préféré l'orientation pour laquelle $\theta = 15°$: en effet, on ne sollicite alors qu'un seul plan prismatique, pour lequel le facteur de Schmid est maximum et vaut donc 0,5. Toutefois, le rapport $\frac{f_p}{f_{\pi 2}}$ qui vaut ici 1,15 est un peu plus faible qu'avec les éprouvettes du type A. On appellera éprouvettes B les éprouvettes qui ont cette orientation (figure 12 b).

2.2 - Allure des courbes $\sigma(\gamma)$

La limite élastique n'est pas bien définie (figure 14). Après une partie arrondie on obtient un stade à durcissement linéaire élevé ($\frac{d\sigma}{d\gamma} = 4 \times 10^{-3}\ \mu$), où μ est le module de cisaillement.

Nous avons choisi comme limite élastique σ_o la contrainte d'écoulement pour une déformation de 10^{-4}.

2.3 - Influence de la température sur la limite élastique du glissement prismatique (figure 15)

Les essais à la température ambiante ont été effectués avec des éprouvettes du type A . Il n'a pas été possible d'obtenir à cette température du glissement prismatique avec les éprouvettes de type B.

La variation avec la température de la limite élastique pour le glissement prismatique est inhabituelle : la limite élastique est plus faible à la température de l'hélium liquide qu'à celle de l'azote liquide (figure 16). La limite élastique diminue ensuite quand la température s'élève. De la température de l'azote liquide à la température ambiante, la limite élastique décroît beaucoup avec la température.

2.4 - Observation micrographique des lignes de glissement prismatique

Les lignes de glissement ont été observées :

- sur les faces parallèles à un plan prismatique, où débouchent les dislocations coins,
- sur les faces parallèles au plan de base, où débouchent les dislocations vis.

2.4.1 - Influence de la déformation

A - 195°C les lignes de glissement apparaissent tout d'abord sur la face de l'éprouvette parallèle au plan prismatique; pour $\varepsilon = 0,1\ \%$ les lignes de glissement sont espacées et souvent ne traversent pas tout l'échantillon (figure 17 a).

Quand la déformation augmente ($\varepsilon = 0,3\ ^{\circ}/_{\circ}$) la densité de lignes de glissement devient alors homogène dans tout l'échantillon (figure 17 b). Pour des déformations plus importantes ($\varepsilon = 5\ ^{\circ}/_{\circ}$) la densité de lignes augmente encore et les lignes deviennent beaucoup moins contrastées (figure 17 c).

Sur la face de l'éprouvette parallèle au plan de base, les lignes de glissement n'apparaissent que pour des déformations de $0,3\ ^{\circ}/_{\circ}$ (figure 17 d). Pour des déformations plus importantes ($\varepsilon = 5\ ^{\circ}/_{\circ}$) les lignes de glissement se densifient et apparaissent dans tout l'échantillon (figure 17 e).

2.4.2 - Influence de la température

On a effectué des essais à la température ambiante à - 195°C, à - 269°C. On n'observe pratiquement pas d'influence de la température sur l'aspect des lignes de glissement. Ces lignes semblent toutefois plus fines à la température de l'hélium liquide (figure 19). Pour les trois essais effectués on note la présence de larges bandes de glissement.

En résumé : nous avons isolé du glissement prismatique pur aux températures de l'hélium liquide, de l'azote liquide et à la température ambiante. Nous avons mis en évidence une remontée de la limite élastique macroscopique du glissement prismatique du magnésium entre la température de l'hélium liquide et celle de l'azote liquide. Nos valeurs expérimentales diffèrent peu de celles obtenues par DORN et al. [20] ; toutefois ces derniers observaient beaucoup de maclage et peu de glissement pour les températures inférieures à 100°C, il ne s'agissait donc pas de glissement prismatique pur.

3 - Le glissement pyramidal de deuxième espèce

Ce mode de glissement n'ayant pas encore été observé de manière claire dans le magnésium, c'est surtout sur lui que s'est porté notre attention.

3.1 - Géométrie des éprouvettes de traction et de compression

Pour les essais en tension parallèlement au plan de base, l'orientation qui favorise au maximum le glissement pyramidal de deuxième espèce est obtenue pour $\theta = 0°$ (figure 12 a) ; en effet, on a $\frac{f_p}{f_{\pi 2}} = 0,97$, où f_p est le facteur de Schmid pour le glissement prismatique, et $f_{\pi 2}$ le facteur de Schmid pour le glissement pyramidal de deuxième espèce. Toutefois avec cette orientation, les deux systèmes $(11\bar{2}2)$ et $(\bar{1}\bar{1}22)$ sont également sollicités, et l'on doit donc s'attendre à ce que la courbe contrainte-déformation présente une très forte consolidation due au glissement pyramidal double. On appellera éprouvettes C les éprouvettes ayant cette orientation.

Nous avons également effectué des essais en compression selon l'axe sénaire [0001] (figure 12 d). En effet, avec cette géométrie :

- seul le glissement pyramidal de deuxième espèce est sollicité,
- si du glissement basal parasite se déclenche, la rotation du réseau due à ce glissement le rend de plus en plus difficile,
- enfin, on peut à partir d'un même monocristal obtenir suffisamment d'éprouvettes de compression pour réaliser toute une série d'essais mécaniques et éliminer ainsi la dispersion que l'on observe d'un monocristal à un autre.

3.2 - Résultats des essais mécaniques : courbes contrainte-déformation

3.2.1 - Dépouillement des courbes contrainte-déformation : cission critique

Du fait de la sollicitation simultanée de six systèmes pyramidaux de deuxième espèce en compression on ne peut pas calculer le cisaillement résolu. On s'est donc contenté de reporter les courbes $\sigma = f(\varepsilon)$ où σ est la contrainte sur les plans pyramidaux de deuxième espèce, dans la direction de glissement et ε la déformation de l'échantillon parallèlement à l'axe des efforts. On fait de même pour les essais en traction, afin de pouvoir les comparer aux essais en compression.

L'allure parabolique des courbes $\sigma(\varepsilon)$ (figures 19, 20) ne permet pas une détermination précise de la limite élastique ; nous avons donc opéré de la manière suivante :

1) nous avons choisi pour cission critique la valeur de la contrainte d'écoulement pour une déformation de 10^{-4},
2) la forme parabolique des courbes $\sigma(\varepsilon)$ incite à rechercher une droite par dérivation. Nous avons reporté en fonction de σ l'inverse de la consolidation $(\frac{d\varepsilon}{d\sigma})$. La courbe à l'allure représentée sur la figure 21. Dans le domaine élastique, $\frac{d\varepsilon}{d\sigma}$ est constant et égal à l'inverse du module d'Young, alors que dans le domaine plastique, on obtient une droite dont la pente est l'inverse de la consolidation.

Les valeurs de la cission critique obtenues par les deux procédés présentent la même dépendance avec la température, les valeurs obtenues par le second procédé sont toutefois inférieures. Dans tout ce qui suit nous avons utilisé les résultats donnés par la première méthode.

3.2.2 - Influence de la température sur les courbes contrainte-déformation et sur la cission critique

La cission critique macroscopique varie de manière inhabituelle avec la température (figure 22) : la cission critique décroît de la température de l'azote liquide à 0°C puis augmente ensuite avec la température jusqu'à 110°C ; elle décroît ensuite à la température de 150°C. Pour les températures supérieures ou égales à 200°C on n'observe plus de glissement pyramidal de deuxième espèce, mais une déformation catastrophique localisée en une bande parallèle au plan $|10\bar{1}1|$ (figure 23).

Cette augmentation de la cission critique avec la température est établie de manière claire :

- d'une part, par une bonne reproductibilité des valeurs de la cission critique pour des échantillons provenant d'un même monocristal,
- d'autre part, par l'essai suivant : on déforme successivement un même échantillon à 25°C puis à 100°C. On observe bien une cission critique plus élevée à 100°C qu'à 25°C (figure 24). L'écart de 20 °/₀ entre les valeurs des cissions critiques données par cet essai, et celles données par les autres essais, est dû au fait que l'échantillon utilisé pour effectuer le saut de température provenait d'un autre monocristal.

On voit ici l'importance d'avoir effectué tous les essais mécaniques sur des échantillons qui provenaient d'un même monocristal.

Ce comportement inhabituel de la cission critique, ne peut par ailleurs être imputé au choix de la cission critique, car la contrainte d'écoulement du glissement pyramidal est en fait plus élevée à 100°C qu'à 25°C jusqu'à des déformations de l'échantillon de 3.10^{-3}. Pour les déformations supérieures à 4.10^{-3} la variation de la contrainte d'écoulement avec la température redevient habituelle : la contrainte d'écoulement pour une déformation de 5.10^{-3} décroît quand la température augmente.

3.2.3 - Influence de la vitesse de déformation

Nous avons étudié l'influence de la vitesse de déformation dans le domaine 0°C - 100°C, en effectuant des essais aux vitesses suivantes : $\dot{\epsilon}_1 = 9.10^{-6}\ s^{-1}$ et $\dot{\epsilon}_2 = 9.10^{-5}\ s^{-1}$. On observe que dans la partie où la cission critique augmente avec la température, il n'y a pas d'influence de la vitesse de déformation ; les deux courbes contrainte-déformation sont en effet parfaitement superposables (figure 25). Par contre à 150°C on observe un effet de la vitesse de déformation sur les courbes contrainte-déformation (figure 26). Cette différence de comportement entre les essais effectués à 80°C et à 150°C provient vraisemblablement du fait que à 150°C on n'a plus déformation de l'échantillon par glissement pyramidal pur ; nous analyserons cette différence de comportement au paragraphe 2.3.1 (Chapitre IV).

3.3 - Observation micrographique des lignes de glissement

3.3.1 - Echantillon déformé à la température de l'azote liquide

Les lignes de glissement sur les faces de l'éprouvette parallèles aux plans $\{10\bar{1}0\}$ sont longues et droites, pour les déformations faibles ($\varepsilon = 0,2\ °/_0$), et la longueur des lignes de glissement n'est limitée que par le déclenchement simultané de plusieurs systèmes pyramidaux de deuxième espèce ; on voit, figure 12, les lignes appartenant au système $(11\bar{2}2)$ se bloquer sur celles appartenant au système $(\bar{1}\bar{1}22)$. Sur la face parallèle au plan de base, les lignes de glissement sont droites, et semblent ne pas traverser tout l'échantillon.

3.3.2 - Echantillon déformé à la température ambiante

Sur la face parallèle au plan de base, les lignes de glissement sont relativement droites et traversent une grande partie de l'échantillon (figure 27 a). Au contraire sur les faces parallèles aux plans $\{10\bar{1}0\}$, les lignes de glissement sont très courtes et très serrées (figure 27 b).

3.3.3 - Echantillons déformés à des températures supérieures ou égales à 100°C

A haute température les lignes de glissement deviennent pratiquement invisibles. La densité des lignes de glissement est plus élevée dans les échantillons déformés à 100°C que dans ceux déformés d'une même quantité à la température ambiante.

3.4 - Observations en microscopie électronique par transmission

Les observations en microscopie électronique ont été effectuées d'une part sur des échantillons déformés de 10^{-4} environ, d'autre part sur des échantillons déformés de 5.10^{-3} environ.

On a également observé quelques lames de magnésium recuit.

3.4.1 - Echantillons de magnésium recuit

Les échantillons de magnésium brut de fusion contiennent très peu de dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$; la densité de ces dislocations est de l'ordre de $10^4/cm^2$.

3.4.2 - Echantillons de magnésium déformés de 10^{-4}

Nous avons recherché s'il existait des configurations de dislocations caractéristiques des domaines de températures dans lesquels la variation de la cission critique macroscopique avec la température est monotone. Pour faciliter l'exposition des résultats nous avons divisé l'étendue de température explorée en trois domaines :

- Domaine I (de - 195°C à 0°C) : la cission critique décroît quand la température augmente
- Domaine IIa (de 0°C à 110°C) : la cission critique croît avec la température
- Domaine IIb (de 110°C à 160°C) : la cission critique diminue quand la température augmente
- Domaine III (au-dessus de 200°C) : le glissement pyramidal de deuxième espèce cesse d'être actif.

3.4.2.1 - Echantillons déformés dans le Domaine I

Dans ce domaine de température, les micrographies électroniques montrent une structure de débris formés pour la plus grande part de petites boucles de dislocation disséminées

de façon aléatoire dans tout l'échantillon et des dislocations de vecteurs de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$, à caractère vis dominant, courbées dans leur plan de glissement (figure 28). Dans les lames minces parallèles aux plans prismatiques, on observe des lignes de glissement constituées de dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis et de débris (figure 29). La direction de ces lignes de glissement est parallèle à la trace du plan $(11\bar{2}2)$ sur le plan de lame.

3.4.2.2 - Echantillons déformés dans le Domaine II

Les configurations de dislocations observées sont pratiquement les mêmes dans les Domaines IIa et IIb, c'est ce qui nous a amené à incorporer dans le Domaine II les températures qui correspondent aussi bien à la partie ascendante qu'à la partie descendante de la courbe σ_c (T).

Dans tout ce domaine de température, les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$ ont la forme de grandes boucles allongées dans la direction $<10\bar{1}0>$; elles sont donc de caractère coin pour la plus grande part (figure 30). On voit également dans les lames parallèles à un plan $\{11\bar{2}2\}$ des rangées de boucles circulaires alignées également dans la direction $<10\bar{1}0>$ (figure 30). Les configurations observées sur la figure 31 révèlent le mode de formation probable de ces rangées de boucles : une grande boucle allongée se pince en plusieurs emplacements, puis se scinde en petites boucles ; ces dernières sont alors évidemment alignées suivant une rangée parallèle à la direction $<10\bar{1}0>$.

Nous avons pu observer la formation des grandes boucles allongées en chauffant sous le faisceau d'électrons une lame mince découpée dans un échantillon déformé à - 80°C (figure 32). Des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ ont glissé dans le plan $(11\bar{2}2)$ sous l'effet de la contrainte thermique : on a vu les segments vis se déplacer rapidement et les segments coin s'aligner parfaitement dans la direction $[1\bar{1}00]$ et y rester immobiles.

On voit que les segments de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ coin sont dissociés (figures 34, 35). Le ruban de faute s'élargit près de la surface, ce qui permet d'observer le contraste de franges typique.

On a également observé des boucles de faute d'empilement annulaires (figure 36) limitées par deux dislocations partielles concentriques.

Nous avons déterminé les vecteurs de Burgers des dislocations partielles (Annexe I) en utilisant les boucles de faute annulaires. Ces dislocations partielles sont du type $1/6\ [20\bar{2}3]$ (figure 37).

En résumé nous avons montré que :

- les boucles de dislocation annulaires et les segments de dislocation de vecteur de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$ coin sont dissociés,
- les boucles de dislocation annulaires se forment à partir des boucles allongées,
- le vecteur de Burgers des dislocations partielles qui bordent les boucles annulaires est du type $1/6 <20\bar{2}3>$.

On peut en conclure que les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin se dissocient suivant la réaction :

$$1/3\ [11\bar{2}3] \longrightarrow 1/6\ [20\bar{2}3] + 1/6\ [02\bar{2}3]$$

Dans le Domaine IIb, les configurations de dislocations sont semblables à celles observées dans le Domaine IIa, toutefois, on trouve quelques dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$, dans les lignes de glissement $\vec{c}+\vec{a}$ (figure 38) et quelques boucles de dislocation de vecteur de Burgers $\vec{c}$ (figure 39).

Nous avons également mis en évidence dans un échantillon comprimé à 100°C jusqu'à une contrainte de 37 MN m^{-2} quelques lignes de glissement pyramidal de deuxième espèce, ce qui montre que la déformation commence bien avant la cission critique macroscopique, dans le Domaine II.

3.4.2.3 - Echantillons déformés dans le Domaine III

Nous n'avons pas observé de dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ dans les échantillon déformés à 300°C. Les échantillons contiennent des dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$, situées pour la plus grande part dans les plans de base (figure 40). Nous constatons que le glissement pyramidal de deuxième espèce n'est plus actif au-dessus de 200°C.

Le tableau IV résume les résultats acquis en microscopie électronique pour les échantillons déformés de 10^{-4}.

TABLEAU IV

Domaine I 77K < T < 270 K	Dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$ à caractère vis dominant. Lignes de glissement pyramidal de deuxième espèce. Boucles de débris réparties au hasard.
Domaine IIa 270K < T < 375K	Grandes boucles de vecteur de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$, allongées dans la direction $<10\bar{1}0>$ - Boucles de dislocations groupées en rangées parallèles à $<10\bar{1}0>$. Les segments $\vec{c}+\vec{a}$ coin et les boucles sont dissociés en 2 dislocations partielles 1/6 $<20\bar{2}3>$ - Lignes de glissement pyramidal de deuxième espèce.
Domaine IIb 375K < T < 470K	Mêmes observations que dans IIa : en plus quelques dislocations et boucles de vecteur de Burgers $\vec{c}$, situées dans le plan de base - Lignes de glissement pyramidal de deuxième espèce.
Domaine III T < 470K	Dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$ situées dans le plan de base - Pas de dislocations $\vec{c}+\vec{a}$, pas de lignes de glissement pyramidal.

3.4.3 - Echantillons déformés de 5.10^{-3}

Les observations ont toutes été effectuées sur des lames minces parallèles à des plans prismatiques.

3.4.3.1 - Echantillons déformés dans le Domaine I

Les configurations de dislocations sont ici tout à fait semblables à celles que nous avons observées dans les échantillons déformés de 10^{-4}. On ne note aucune différence entre les échantillons déformés à - 195°C et à - 80°C (figure 41a).

3.4.3.2 - Echantillons déformés dans le Domaine II

Les configurations de dislocations observées dans les échantillons déformés de 5.10^{-3} sont semblables à celles observées dans les échantillons déformés de 10^{-4}, on voit, figure 41, que l'alignement des dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ dans la direction $<10\bar{1}0>$ est d'autant plus marqué que la température est élevée.

Dans le Domaine IIb les petites boucles de dislocation qui provenaient de la cission des grandes boucles allongées ont disparu et les dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ présentent des décrochements par rapport à la direction $<10\bar{1}0>$ (figure 41 c).

4 - Résultats expérimentaux sur le zinc

4.1 - Géométrie des éprouvettes de traction

Les essais ont été effectués en traction suivant une direction $<11\bar{2}0>$. Ils n'ont pu être effectués en compression selon l'axe (0001) du fait de la faible valeur de la cission critique du glissement pyramidal dans le zinc et de la difficulté que l'on a à obtenir des surfaces de compression parfaitement planes.

4.2 - Essais mécaniques

Les courbes $\sigma(\varepsilon)$ présentent ici aussi une allure parabolique. Les essais ont été effectués aux deux températures de - 80°C et de 25°C. On constate que le glissement pyramidal de deuxième espèce est plus facile à la température de - 80°C qu'à la température ambiante, quelle que soit la déformation de l'échantillon (figure 42).

4.3 - Observation micrographique des lignes de glissement

Sur la face de l'échantillon parallèle au plan de base, les lignes de glissement sont longues et droites (figure 43) et leur aspect ne diffère pas entre les essais effectués à - 80°C et ceux effectués à la température ambiante. Sur la face de l'échantillon parallèle au plan $|10\bar{1}0|$, les lignes sont très droites et n'apparaissent qu'à plus forte déformation.

D'autre part, dans l'échantillon déformé à - 80°C, on a observé des lignes de glissement appartenant à l'un des systèmes pyramidaux $(1\bar{2}12)$ qui sont peu sollicités dans cet essai

puisque le facteur de Schmid ne vaut que 0,11 au lieu de 0,44 (figure 44c). La cission sur les plans les plus sollicités était alors de 21 MN/m^2. La valeur de la cission résolue sur ces plans secondaires : 5,25 MN/m^2 est en parfait accord avec la valeur de la cission critique donnée par l'essai mécanique.

4.4 - Observations en microscopie électronique par transmission

On a également observé dans les lames provenant de l'échantillon déformé à 25°C des grands segments de dislocation de vecteur de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$ coin et des boucles de faute alignées en une rangée parallèle à la direction $<10\bar{1}0>$. La difficulté principale rencontrée dans l'examen au microscope électronique des lames minces de zinc est due à l'évolution des configurations de dislocations au cours même de leur observation. Cette évolution provient du fait que la température ambiante (0,4 Tf) est déjà une température élevée pour le zinc. En effet, nous avons observé que les éprouvettes de zinc laissées 48 heures à la température ambiante se recuisent (figure 42). Ne disposant pas de platine froide, nous n'avons donc effectué que très peu d'observations.

Les essais mécaniques ont montré que le glissement pyramidal de deuxième espèce du zinc a un comportement semblable à celui du magnésium (remontée de la cission critique avec la température, et formation de grandes boucles de dislocations allongées dans la direction $<10\bar{1}0>$). Des observations complémentaires en microscopie électronique en transmission seraient toutefois nécessaires pour examiner les éprouvettes déformées à des températures inférieures à la température ambiante.

CHAPITRE IV

INTERPRETATION DES RESULTATS

1 - Le glissement prismatique

Les résultats que nous avons obtenus sur le glissement prismatique du magnésium sont encore trop fragmentaires pour pouvoir être interprétés de façon correcte. Toutefois nous avons clairement établi une remontée de la limite élastique macroscopique du glissement prismatique du magnésium entre la température de l'hélium liquide et celle de l'azote liquide.

Nous rappellerons dans un premier temps les divers mécanismes proposés pour rendre compte du glissement prismatique, puis nous discuterons de la possibilité d'expliquer avec leur aide la remontée de la limite élastique du glissement prismatique du magnésium entre - 269°C et - 195°C.

1.1 - Mécanismes de contrôle du glissement prismatique

1.1.1 - Mécanisme lié à la force de Peirls Nabarro

Les directions denses du réseau sont des vallées de potentiel pour les dislocations. Il est généralement admis que le passage des dislocations d'une vallée de potentiel à une autre se fait par germination d'un double décrochement, puis par écartement des deux décrochements. Selon DORN et RAJNAK [56] la vitesse de déformation plastique du glissement prismatique est contrôlée par la formation de ces doubles décrochements. On montre qu'il existe une température critique T_c à partir de laquelle toute l'énergie nécessaire à la formation du double décrochement est fournie par l'agitation thermique.

Un point caractéristique de ce modèle est la prévision de petits volumes d'activation : quelques volumes atomiques au zéro absolu et quelques dizaines de volumes atomiques au voisinage de la température critique.

1.1.2 - Les modèles de glissement dévié

Dans ces modèles on suppose que les dislocations sont dissociées dans le plan de base et parfaites dans les plans prismatiques. La déformation est causée par les segments de

de dislocation $\vec{a}$ vis qui dévient puis se développent dans les plans prismatiques sous l'action de la contrainte appliquée.

D'après FRIEDEL [57] la contrainte appliquée sur les plans prismatiques courbe dans ces plans un segment de dislocation $\vec{a}$ vis recombiné de longueur l. L'énergie U nécessaire pour effectuer cette opération passe par un maximum U_M pour un angle critique θ_c (figure 45a). L'énergie d'activation du mécanisme est U_M.

ESCAIG [58] a étendu le modèle précédent. Il a remarqué en comparant la valeur de la flèche de l'arc AB de dislocation courbé dans le plan prismatique à la distance qui sépare deux plans de base voisins que :

- pour les fortes contraintes, la longueur de l'arc critique ($2\rho \sin\theta_c$) est faible ; par conséquent la position critique définie par l'angle θ_c est toujours atteinte avant que l'arc de dislocation ne franchisse la rangée atomique suivante,
- pour les faibles contraintes, par contre, la flèche de l'arc courbé dans le plan prismatique peut atteindre, avant la position critique, plusieurs distances interatomiques. Dans ce cas la dislocation $\vec{a}$ vis peut se dissocier à nouveau dans le plan de base (figure 45b). On n'atteint alors jamais la position critique du modèle précédent. Il existe alors une autre position critique, d'énergie plus faible. ESCAIG a montré que la valeur de la cission critique prévue par ce mécanisme est plus faible que celle prévue par le mécanisme de Friedel.

1.1.3 - Glissement dévié et blocage activé des dislocations

REGNIER [41] a observé dans le béryllium un comportement de la limite élastique macroscopique du glissement prismatique analogue à celui que nous avons observé dans le magnésium ; la limite élastique augmente avec la température de - 100°C à la température ambiante puis diminue ensuite quand la température augmente. REGNIER a montré qu'il existait une microlimite élastique qui varie normalement avec la température.

Pour expliquer ce comportement inhabituel de la limite élastique macroscopique, REGNIER a fait les hypothèses suivantes :

1) Les dislocations sont issues de sources situées dans les plans prismatiques et glissent dans ces plans.
2) Il existe un obstacle au mouvement des dislocations : cet obstacle est la dissociation des dislocations $\vec{a}$ vis dans les plans de base. Pour que cet obstacle soit d'autant plus efficace que la température est élevée il est nécessaire que le mécanisme de la dissociation soit thermiquement activé, or la seule dissociation des dislocations $\vec{a}$ vis dans le plan de base ne l'est pas. C'est ce qui a amené REGNIER à supposer que les dislocations $\vec{a}$ pouvaient se dissocier dans les plans prismatiques suivant la réaction :

$$\vec{a} \longrightarrow \frac{\vec{a}}{3} + \frac{2\vec{a}}{3}$$

La faute d'empilement ainsi créée transforme deux plans $(10\bar{1}0)$ du système hexagonal compact en deux plans (112) du système cubique centré.

Lorsque la cission sur les plans prismatiques sollicités atteint la microlimite élastique, les sources de dislocations situées dans ces plans émettent des boucles de dislocation dissociées dans les plans prismatiques. L'agitation thermique est suffisante au-dessus de - 100°C, là où la limite élastique macroscopique croît avec la température pour pincer les parties vis des boucles de dislocation et les faire dévier dans les plans de base ; les parties coin continuent à glisser laissant deux longues dislocations vis dissociées par boucle de dislocation. Ces deux lignes de dislocation exercent une contrainte en retour sur la source. Pour que celle-ci émette d'autres dislocations il faut augmenter la contrainte appliquée. Les dislocations suivantes émises par la source viennent s'empiler sur la première dislocation et se bloquent à leur tour. Les sources s'épuisent alors rapidement, c'est le stade de microdéformation.

Lorsque la contrainte appliquée augmente encore, le nombre des dislocations de l'empilement devient suffisant pour que la contrainte en tête d'empilement sur le plan de base puisse déclencher du glissement basal. Les dislocations de tête de deux empilements voisins glissent alors sur le plan de base et débloquent ces deux empilements. Les sources de dislocations situées dans les plans prismatiques peuvent émettre de nouvelles dislocations : on a atteint la limite élastique macroscopique.

Plus la température s'élève plus la première dislocation émise par la source se bloque tôt ; les dislocations suivantes sont donc plus difficiles à émettre. Comme la contrainte en tête d'empilement sur le plan de base dépend du nombre de dislocations de l'empilement, ces empilements sont d'autant plus difficiles à constituer que la température est élevée. La limite élastique macroscopique augmente donc avec la température.

Dans le domaine de température où la cission décroît à nouveau avec la température, les processus sont les mêmes durant le stade de microdéformation. Par contre, le déblocage des empilements se produit de façon différente. En effet, l'agitation thermique devient alors suffisante pour activer la déviation des dislocations du plan de base sur les plans prismatiques selon un mécanisme semblable à celui de Friedel. Le blocage par dissociation dans le plan de base devient de moins en moins efficace au fur et à mesure que la température augmente. La limite élastique macroscopique décroît alors quand la température s'élève.

1.2 - Discussion et comparaison avec les autres métaux hexagonaux compacts

Les deux premiers modèles prévoient une décroissance de la limite élastique quand la température augmente et ne peuvent être utilisés pour expliquer l'augmentation de la limite élastique macroscopique du glissement prismatique du magnésium entre la température de l'hélium et celle de l'azote liquide.

Le modèle de blocage activé des dislocation $\vec{a}$ vis proposé par REGNIER permet d'expliquer nos résultats, cependant il convient d'être prudent, et de nombreux points restent à vérifier avant de pouvoir affirmer ou infirmer que les mécanismes qui régissent le glissement prismatique du magnésium et celui du béryllium sont identiques.

On devra notamment :

- rechercher s'il existe une microlimite élastique,
- s'assurer par des examens micrographiques de la présence ou de l'absence de glissement dévié du plan prismatique sur le plan de base.

Ce point n'est pas clair, car nous avons toujours observé un peu de glissement basal en même temps que le glissement prismatique. Il est donc dans l'état actuel de nos observations impossible d'affirmer ou d'infirmer l'existence de glissement dévié du plan prismatique sur le plan de base.

Ce point est d'autant plus important que DORN a expliqué de façon satisfaisante la variation de la limite élastique du glissement prismatique du magnésium au-dessus de 100°C à l'aide du mécanisme de glissement dévié de Friedel. De même YOSHINAGA et HORIUCHI ont montré que les lignes de glissement prismatique sont très sinueuses à partir de 200°C et que la présence de glissement dévié est probable.

Des observations en microscopie électronique sont également indispensables pour obtenir des informations précises sur les structures des dislocations et sur le blocage éventuel de ces dernières dans le domaine de température où apparaît la bosse de la limite élastique ; ces observations devront de toute évidence être effectuées à très basse température.

Par ailleurs, BACH [59] a observé que la limite élastique d'alliages de magnésium et d'indium avait un comportement semblable à celle du béryllium. BACH observe également que l'addition d'indium abaisse la limite élastique du glissement prismatique. Cet abaissement de la limite élastique du glissement prismatique d'alliages de magnésium et de lithium a été observé par AMADIEH et DORN [42], YOSHINAGA et HORIUCHI [60], URAKAMI MESHII et FINE [61]. Cet abaissement a également été observé dans les alliages de magnésium et de zinc par AGHTAR et TEGHTSOONIAN [62]. Ces quatre groupes d'expérimentateurs attribuent cette diminution de la limite élastique du glissement prismatique des alliages de magnésium à une diminution par les éléments d'addition de la force de Peirls Nabarro sur les plans prismatiques. Le mécanisme de cette diminution n'est toutefois pas compris.

D'autre part, les essais effectués par GILMAN [14, 7] sur le zinc et le cadmium s'interprètent de façon satisfaisante à l'aide du modèle de glissement dévié d'Escaig.

Il semble que les modèles de glissement dévié soient ceux qui permettent d'interpréter de façon satisfaisante le plus grand nombre d'expériences.

- Conclusion sur le glissement prismatique du magnésium

Les essais sur le glissement prismatique du magnésium ont montré que ce mode de glissement est actif de la température de l'hélium liquide à la température ambiante. Nous avons mis en évidence une anomalie de la limite élastique macroscopique du glissement prismatique : elle est plus basse à la température de l'hélium liquide qu'à celle de l'azote liquide. Des essais supplémentaires sont nécessaires avant de pouvoir expliquer de façon claire le comportement de ce mode de glissement.

2 - Le glissement pyramidal de deuxième espèce

2.1 - Discussion sur le mode de déformation des échantillons

Sur tous les échantillons déformés en compression suivant l'axe sénaire on observe des lignes de glissement basal.

Toutefois, si après avoir déformé une éprouvette de compression et effacé les lignes de glissement en effectuant un polissage électrolytique, on déforme à nouveau cette éprouvette, il n'apparaît pratiquement plus de glissement basal. De plus, après déformation on observe peu de dislocations de vecteur de Burgers $\vec{a}$. Celles-ci n'interagissent pas avec les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$.

Le glissement basal que l'on observe sur nos échantillons de compression n'a donc ni contribué à la déformation macroscopique de l'échantillon ni modifié les caractéristiques du glissement pyramidal de deuxième espèce.

Nous analysons dans une première partie les observations effectuées en microscopie électronique en transmission puis dans une seconde les essais mécaniques. Nous nous sommes surtout intéressés à la variation inhabituelle de la cission critique macroscopique avec la température.

2.2 - Interprétation des observations effectuées en microscopie électronique en transmission

2.2.1 - Domaine de température I (- 195°C à 0°C)

Les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ observées sont de caractère vis dominant ; cela peut résulter de ce que les segments de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ coin, plus rapides, sont sortis de l'échantillon avant que les segments vis n'aient pu le faire. Il est également raisonnable de penser qu'en l'absence de diffusion les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis sont plus stables, ce qui explique le fait qu'on les observe à basse température dans nos échantillons.

Par ailleurs, les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ se sont multipliées dans une proportion importante puisque dans l'état recuit la densité de dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ est inférieure à $10^4/cm^2$, alors que pour une déformation de 10^{-4}, leur densité est passée à $10^7/cm^2$. La contrainte d'écoulement pour une déformation de 10^{-4} est donc bien une cission critique macroscopique.

2.2.2 - Domaine de température II (0°C à 110°C)

Les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin dissociées dans le plan de base y sont bloquées, en effet les dislocations partielles formées lors de la dissociation de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ coin suivant la réaction :

$$\frac{1}{3}\,[\,11\bar{2}3\,] \rightarrow \frac{1}{6}\,[\,20\bar{2}3\,] + \frac{1}{6}\,[\,02\bar{2}3\,]$$

sont sessiles. Le mécanisme de la formation des grandes boucles allongées dans la direction $[10\bar{1}0]$ est représenté sur la figure 47. Une source de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ se développe dans un plan $\{11\bar{2}2\}$. Quand la boucle a atteint une certaine taille, les segments $\vec{c}+\vec{a}$ coin se bloquent dans le plan de base, et seules les parties vis peuvent se déplacer.

Ce mode de formation appelle deux remarques :

1) la dissociation de la dislocation $1/3\ [11\bar{2}3]$ en deux partielles $1/6\ [20\bar{2}3]$ et $1/6\ [02\bar{2}3]$ ne peut se faire qu'en faisant intervenir la montée des dislocations (cf. Chapitre I, paragraphe 1.4.2.2).
2) la dissociation doit se faire suffisamment vite. En effet, si la dissociation est très lente, le segment AB de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ vis qui est ancré en A et B peut agir comme une source de Frank et Read ; on obtient alors un élargissement de la grande boucle de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ à son extrémité (figure 48). Si au contraire la dissociation des segments de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ coin est très rapide le segment AB vis va glisser et laisser deux grand segments coin. Comme la dissociation fait intervenir la montée des dislocations, on est amené, avant de poursuivre l'interprétation des résultats à analyser le mécanisme et la cinétique de la dissociation de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ coin dans le plan de base.

2.2.2.1 - Analyse de la dissociation de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ coin dans le plan de base

La dissociation de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ coin dans le plan de base, suivant la réaction $1/3\ [11\bar{2}3] \rightarrow 1/6\ [20\bar{2}3] + 1/6\ [02\bar{2}3]$ se produit par montée. On conçoit donc que cette dissociation se fasse d'autant plus rapidement que la température est plus élevée.

Gain d'énergie par dissociation et distance d'équilibre des dislocations partielles

Le cristal a une énergie plus faible lorsque la dislocation est dissociée. Pour un ruban de faute de largeur d, le gain d'énergie par unité de longueur de la dislocation dû à cette dissociation est ΔE (Annexe B) :

$$\Delta E = \frac{\mu a^2}{24\pi(1-\nu)}\left[2+\nu+3\frac{c^2}{a^2}\right]\mathrm{Log}\ \frac{l}{r_{cp}} - \frac{\mu a^2}{24\pi(1-\nu)}\left(4-\nu+\frac{3c^2}{a^2}\right)\mathrm{Log}\ \frac{r_{cp}}{r_{ci}} \qquad \text{- F.1.}$$

où

μ	est le module de cisaillement
ν	le coefficient de Poisson
a et c	les paramètres cristallins du magnésium
l	la largeur du ruban de faute
r_{cp}	le rayon de coeur de la dislocation parfaite
r_{ci}	le rayon de coeur de la dislocation imparfaite

La distance d'équilibre l_e qui sépare les dislocations partielles est déterminée par la relation

$$\left(\frac{d(\Delta E)}{d(l)} \right) = 0 \qquad l = l_e$$

Avec une valeur de l'énergie de faute d'empilement de 100 ergs/cm^2 [63, 64] la distance d'équilibre des deux partielles est $l_e = 10\,a$, soit 32 Å. Cette largeur de ruban de faute est trop faible pour que la dissociation puisse être observée dans les conditions usuelles. On peut toutefois espérer voir cette dissociation en utilisant la technique du faisceau faible en microscopie électronique [65] . Nous avons cependant pu observer cette dissociation près des surfaces où l'élargissement du ruban de faute est important (figure 34).

A l'équilibre, le gain d'énergie par unité de longueur de dislocation dissociée s'écrit alors :

$$\Delta E = \frac{\mu a^2}{24\pi(1-\nu)} \left[2 + \nu + 3\frac{c^2}{a^2} \right] \mathrm{Log}\ \frac{l}{e r_{cp}} - \frac{\mu a^2}{24\pi(1-\nu)} \left(4 - \nu + \frac{3c^2}{a^2}\right) \mathrm{Log}\ \frac{r_{cp}}{r_{ci}}$$

En prenant pour valeur du rayon de coeur de la dislocation $r_c = 0,3\ b$ (cf. Annexe B) où b est le vecteur de Burgers de la dislocation, on trouve $\Delta E = 0,6$ eV pour une longueur de dislocation égale à une distance interatomique.

Force de montée sur les dislocations partielles

La force de montée Fm par unité de longueur à laquelle sont soumises les dislocations partielles (SA) et (TB) est :

$$Fm = \frac{-\mu}{24\pi(1-\nu)\,l} \left[\frac{c^2}{4} + (2+\nu)\frac{a^2}{12} \right] \qquad \text{(cf. Annexe B)}$$

Pour fixer les idées, lorsque le ruban de faute a une largeur a , la force de montée sur une longueur de dislocation de a est $Fm = (\mu a^2/8)$ (24×10^5 dynes). Cette force de montée est considérable.

Cinétique de la dissociation de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ (1/3 [11$\bar{2}$3] en deux dislocations partielles $\frac{1}{6}$ [20$\bar{2}$3] et $\frac{1}{6}$ [02$\bar{2}$3]

Influence de la température

Structure du coeur de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ parfaite.

La dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ coin peut être formée par l'insertion de deux demi-plans supplémentaires parallèlement au plan prismatique (11$\bar{2}$0) (figure 49). On peut relaxer la distorsion du réseau au voisinage immédiat de la ligne de dislocation, en faisant passer les atomes du demi-plan de base inférieur, des sites A qu'ils occupent, aux sites B du demi-plan de base supérieur. On dissocie ainsi la dislocation d'une distance inter-atomique.

L'élargissement du ruban de faute s'effectue en continuant le processus décrit précédemment, c'est-à-dire en faisant monter les dislocations partielles.

Nous avons calculé les temps nécessaires pour que le ruban de faute ait les largeurs a , 2a, ... jusqu'à 7a, de la manière suivante :

- les dislocations partielles $\frac{1}{6}[20\bar{2}3]$ étant parallèles à la direction $<10\bar{1}0>$ sont saturées en crans de nature géométrique (figure 49a) ; on sait alors [43] que la montée des dislocations partielles, qui s'effectue par transport de lacunes d'une partielle à l'autre est contrôlée par la diffusion. FRIEDEL [43] a montré que dans ce cas la vitesse de montée s'écrit :

$$v = \frac{D}{l}\left[\exp\frac{F\,b^2}{kT} - 1\right] \qquad (1)$$

où

v est la vitesse de montée

D le coefficient d'autodiffusion

F la force de montée qui s'exerce entre les dislocations partielles

$$\text{ici } F = \frac{\mu}{8\pi(1-\nu)}\left[c^2 + (2+\nu)\frac{a^2}{3}\right]\frac{1}{l} - f \qquad \text{(cf. Annexe B)}$$

b^2 l'aire d'un cran

k la constante de Boltzmann

T la température absolue.

La formule (1) permet de calculer les temps nécessaires pour que le ruban de faute atteigne les largeurs a , 2a, jusqu'à 7a.

On a en effet :

$$v = \frac{dl}{dt}$$

d'où

$$t = \int_{l=a}^{l=na} \frac{dl}{v}$$

où a est la distance interatomique dans le magnésium

t s'écrit :

$$t = \frac{A^2}{D}\;\frac{2kT}{a^2\sqrt{3}}\int_{u_2\,(l=na)}^{u_1\,(l=a)} \frac{1}{e^u - 1}\;x\;\frac{du}{\left(\frac{2kTu}{a^2\sqrt{3}} + f\right)^3}$$

où $A = \frac{\mu}{8\pi(1-\nu)}\left[c^2 + (2+\nu)\frac{a^2}{3}\right]$

$$u = \left(\frac{A}{l} - f\right)\frac{a^2\sqrt{3}}{2kT} \qquad \text{(cf. Annexe B)}$$

Le tableau V donne les valeurs des temps de dissociation pour différentes largeurs du ruban de faute en fonction de la température.

TABLEAU V

T (°C) \ l	a	1,5a	2a	3a	4a	5a	6a	7a
- 73	$1,7.10^{6}$	$3,2.10^{9}$	$3,5.10^{12}$	$1,4.10^{16}$	$4,7.10^{17}$	$6,2.10^{18}$	$3,6.10^{19}$	$1,3.10^{20}$
+ 27	$1,8.10^{-2}$	7,8	10^{3}	$4,5.10^{3}$	8.10^{6}	$6,5.10^{7}$	$3,5.10^{8}$	$1,3.10^{9}$
77	$8,6.10^{-5}$	10^{-2}	0,8	276	3.10^{3}	$2,2.10^{4}$	$8,4.10^{4}$	$2,4.10^{5}$
147	$1,8.10^{-6}$	10^{-4}	5.10^{-3}	0,9	9,4	54	220	715

Le tableau montre que la dissociation de la dislocation sur une largeur de a est impossible à - 80°C alors qu'elle est possible à la température ambiante. On admettra que la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ coin est bloquée dès que la largeur de dissociation atteint une distance interatomique. Par ailleurs, on voit sur ce tableau que la distance d'équilibre des deux dislocation partielle l = 10a ne pourra être atteinte en des temps raisonnables qu'aux températures supérieures à la température ambiante. L'expérience est en bon accord avec cette prédiction puisque l'on observe la dissociation dans les échantillons déformés à 150°C, et non dans ceux déformés à la température ambiante.

Nous pouvons maintenant regarder si la formation des grandes boucles décrite précédemment est réaliste, et à partir de quelle température on peut l'observer.

La vitesse de déformation plastique parallèlement à l'axe des efforts de l'échantillon s'écrit :

$$\dot{\varepsilon}_p = \rho_m \cdot \bar{v} \cdot b \cos \psi$$

où

ψ est l'angle entre la direction de glissement et l'axe des efforts

ρ_m la densité de dislocations mobiles

$\bar{v}$ la vitesse moyenne des dislocations

b leur vecteur de Burgers

La valeur de la vitesse de déformation plastique imposée au voisinage de la cission critique macroscopique est $\dot{\varepsilon}_p = 5.10^{-7}/s$. La densité de dislocations mobiles ($\rho_m = 5.10^{6}/cm^{2}$) est calculée plus loin. On en déduit une vitesse des dislocations mobiles de 60 a/s.

Pendant le temps de dissociation à 80°C, 9.10^{-4} s, la dislocation vis ne parcourt que 0,05 distance interatomique. Il est donc clair qu'à la température de 80°C le blocage de la

dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ coin est efficace, c'est-à-dire que la largeur de la grande boucle allongée restera constante pendant le mouvement de la dislocation c + a vis. C'est précisément ce que l'on observe en microscopie électronique par transmission.

Au contraire à la température ambiante, la dislocation vis parcourt quelques distances interatomiques pendant le temps de blocage de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ coin. Le blocage des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin sera donc moins efficace à la température ambiante. On observe en effet qu'à la température ambiante, les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ sont moins bien alignées dans la direction $<10\bar{1}0>$ qu'à 80°C. Remarquons que la température ambiante se situe au début du Domaine II et que l'on doit se trouver encore dans la zone de transition entre les Domaines I et II.

2.2.2.2 - Influence de la température sur la formation des lignes de glissement dans le Domaine II

Pour les températures inférieures à la température ambiante, la dissociation des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin est impossible. Si, comme c'est généralement le cas [66], les dislocations coin sont plus mobiles que les dislocations vis des lignes de glissement d'échantillons déformés au-dessous de la température ambiante seront essentiellement formées de dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis. Ceci est en bon accord avec nos observations.

Pour les températures supérieures ou égales à la température ambiante, les parties coin de la première boucle de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ émise par la source parcourent avant de se bloquer une distance $lc = v \cdot \tau$ où v est la vitesse des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin et τ le temps nécessaire pour bloquer les segments $\vec{c}+\vec{a}$ coin. Le temps τ diminuant très rapidement quand la température augmente, la distance d'arrêt des parties coin de la première boucle de dislocation émise par la source est d'autant plus petite que la température est élevée.

Si la contrainte appliquée est suffisante pour émettre plusieurs boucles, on obtient alors des lignes de glissement dont la longueur L est la distance d'arrêt de la première boucle émise par la source (figure 50).

Nous n'avons malheureusement pas pu vérifier que la longueur des lignes de glissement diminue quand la température augmente. Les lignes de glissement à la surface de l'échantillon deviennent peu visibles dès que l'on dépasse la température ambiante, et il serait illusoire de vouloir mesurer leur longueur.

2.2.2.3 - Comparaison avec les autres métaux hexagonaux

Des configurations de dislocations semblables à celles que nous avons rapportées (grandes boucles allongées dans la direction $[10\bar{1}0]$, rangées de petites boucles circulaires) ont été observées par PRICE [6] dans le zinc et le cadmium, en déformant dans le microscope électronique des platelets de ces deux métaux. Nous avons fait des observations analogues dans un échantillon de zinc déformé à la température ambiante.

Les températures réduites (T/Tf) pour lesquelles on observe ces configurations de dislocations caractéristiques sont les mêmes pour le zinc, le cadmium et le magnésium (figure 51).

BLISH et VREELAND [67, 68] ont mesuré la vitesse des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin dans des échantillons de zinc. Ces auteurs appliquent une impulsion de contrainte à des éprouvettes de compression et mesurent la longueur des lignes de glissement pyramidal qui en résultent. La vitesse des dislocations est obtenue en divisant la longueur des lignes de glissement par la durée de l'impulsion. Cette vitesse croît d'abord avec la température de - 195°C à - 80°C, puis décroît ensuite quand la température augmente. En fait ce qu'observent BLISH et VREELAND à partir de - 80°C c'est une diminution de la longueur des lignes de glissement quand la température augmente. Or la température de - 80°C pour le zinc correspond à 25°C pour le magnésium, c'est-à-dire le début du Domaine II, là où les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin commencent à se bloquer. Dans la mesure où notre modèle prévoit une diminution de la longueur des lignes de glissement quand la température augmente à partir de 25°C dans le magnésium, les essais de Vreeland sont donc en accord avec nos prévisions.

Pour interpréter leurs résultats, BLISH et VREELAND font l'hypothèse implicite que les dislocations glissent pendant toute la durée de l'impulsion. Or les impulsions sont longues, plusieurs dixièmes de secondes, et rien ne permet d'affirmer que les dislocations ne se bloquent pas pendant ce laps de temps. Ces expériences ne permettent donc pas de conclure que la vitesse instantanée des dislocations décroît lorsque la température augmente.

En conclusion les températures réduites pour lesquelles on observe des configurations de dislocations caractéristiques (grandes boucles allongées dont les segments coins sont bloqués par dissociation dans le plan de base) sont sensiblement les mêmes pour le magnésium, le zinc et le cadmium. Le modèle de blocage par dissociation proposé pour le magnésium doit donc pouvoir s'étendre à d'autres métaux hexagonaux compacts.

2.2.3 - Interprétation du Domaine III et comparaison avec les autres métaux hexagonaux

On n'observe plus de dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$ au-dessus de 200°C, pour une raison qui n'est pas encore élucidée. Toutefois, l'observation de dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$, et de boucles de dislocation $\vec{c}$, dans les lignes de glissement pyramidal dès 150°C suggèrent que les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ peuvent se décomposer en dislocations $\vec{c}$ et en dislocations $\vec{a}$; les dislocations $\vec{a}$ s'élimineraient alors par glissement dans le plan de base. Ceci est possible puisqu'il n'existe pas de force radiale entre les dislocations $\vec{c}$ et $\vec{a}$, lorsqu'elles sont en position coin.

Par ailleurs, des observations semblables aux nôtres ont été effectuées pour d'autres métaux hexagonaux :

LONDON et al. [40] d'une part, PATON et BACKOFEN [32] d'autre part, ont observé que le béryllium et le titane déformés au-dessus de 0,4 T_f en compression suivant l'axe $\vec{c}$, contenaient de nombreuses dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$, celles-ci se trouvent dans

des bandes de glissement pyramidal de deuxième espèce. FISHER et ALFRED [47] et YOO [46] ont montré par un calcul d'élasticité anisotrope que les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin sont instables dans les métaux hexagonaux compacts et se décomposent en dislocations $\vec{c}$ et en dislocations $\vec{a}$.

De plus, dans le zinc et le cadmium, PRICE [6] a observé des boucles de dislocation $\vec{c}$ qui se sont formées à partir des boucles de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$, la boucle de dislocation $\vec{a}$ s'éliminant par glissement dans le plan de base.

Cependant, le mécanisme qui permet le passage de la dissociation observée dans le Domaine II à la décomposition de la dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ en dislocations $\vec{c}$ et $\vec{a}$ n'est pas élucidé.

Nous pouvons maintenant tenter d'expliquer pourquoi le magnésium se déforme plus facilement en glissement pyramidal de deuxième espèce, à la température ambiante qu'à 100°C.

2.3 - Interprétation du début de la déformation du magnésium en glissement pyramidal de deuxième espèce

2.3.1 - Voisinage de la cission critique pour une déformation de 10^{-4}

C'est pour cette déformation que l'on observe une cission critique macroscopique plus élevée à 100°C qu'à la température ambiante.

Pour tenter d'expliquer cette anomalie de la variation de la cission critique macroscopique, nous nous appuierons sur les observations faites en microscopie électronique par transmission. En effet, nous avons constaté une bonne corrélation entre :

- le Domaine I et la partie descendante de la courbe σ_c (T)
- le Domaine II et la partie ascendante de la courbe σ_c (T)
- le Domaine III et la disparition du glissement pyramidal de deuxième espèce.

Dans le Domaine I (de - 195°C à - 30°C), la cission critique décroît avec la température ; nous n'avons pas étudié les mécanismes de contrôle du glissement pyramidal de deuxième espèce dans ce domaine de température. La consolidation forte observée ici est due au déclenchement simultané des six systèmes pyramidaux de deuxième espèce.

Dans le Domaine II (de 0°C à 110°C), la cission critique augmente avec la température, et c'est ce comportement anormal du glissement pyramidal de deuxième espèce que nous nous sommes attachés à expliquer.

Nous avons vu que dans ce domaine de température, les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin se bloquent par dissociation dans le plan de base ; elles ne peuvent donc plus participer à la déformation. Les seules dislocations mobiles sont alors les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis. La déformation est donc produite par le seul mouvement des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis. Or la densité ρ_m de dislocations vis varie comme la longueur des lignes de glissement pyramidal de deuxième espèce (figure 50). Suivant notre modèle (paragraphe 2.2.2.2) elle doit donc diminuer lorsque la température augmente. Dans ces conditions il nous faut examiner d'abord si la déformation de l'échantillon que l'on observe est compatible avec le seul déplacement des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis.

Nous avons mesuré le nombre des boucles allongées, dans les zones du cristal où la densité de dislocations est homogène, c'est-à-dire à l'intérieur des bandes de glissement : on trouve $N = 10^{12}$ boucles/cm^3 pour un échantillon déformé de 10^{-4} à 150°C. Nous avons intentionnellement choisi cette température, car suivant notre modèle c'est pour cette température que la densité de dislocations mobiles doit être la plus faible ; c'est donc là qu'il faut se placer pour montrer que l'on peut rendre compte de la déformation observée avec le seul mouvement des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis.

En microscopie électronique le nombre de plages où l'on observe des lignes de glissement par rapport au nombre total de plages observées, dans des lames parallèles au plan de glissement $(11\bar{2}2)$ est de 1/10. La largeur moyenne des grandes boucles allongées est de $l = 5.10^{-5}$ cm.

La déformation de l'échantillon parallèlement à l'axe des efforts ε s'écrit :

$$\varepsilon = n\,(b \cos \psi)\,.\,S$$

où

- n est le nombre de boucles par unité de volume
- S la surface balayée par une boucle
- b le vecteur de Burgers de la dislocation
- ψ l'angle entre l'axe des efforts et le vecteur de Burgers de la dislocation.

On a $n = N\,.\,\frac{v}{V}$ où v est le volume intéressé par la déformation et V le volume de l'échantillon. Avec les valeurs numériques données ci-dessus on trouve : $\varepsilon = 5.10^2\,S$. Pour obtenir $\varepsilon = 10^{-4}$ il faut $S = 2.10^{-7}$ cm^2, ce qui est réalisé si la longueur moyenne des boucles allongées est de 40 μm . En microscopie électronique en transmission on verra les boucles de dislocation traverser toute la lame : c'est bien ce que nous observons.

On peut par ailleurs déterminer la longueur des grandes boucles allongées d'une autre manière. Nous avons vu dans le Chapitre II que l'on observe des lignes de glissement pyramidal de deuxième espèce bien au-dessous de la cission critique macroscopique dans le domaine de température II. Dans nos essais de compression, il s'écoule entre l'apparition de ces premières bandes de glissement et la cission critique macroscopique un temps de l'ordre de 10^{+3} secondes. Nous avons vu que la vitesse moyenne des segments $\vec{c}+\vec{a}$ vis est de 60 a/s soit 10^{-6} cm/s environ. La longueur d'une boucle allongée émise tout de suite après l'apparition des premières bandes de glissement sera de 10 μm. L'accord entre les deux valeurs n'est pas mauvais.

On peut donc rendre compte de la déformation de l'échantillon avec le seul mouvement des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis. Dans ces conditions, la vitesse de déformation plastique de l'échantillon est : $\dot{\varepsilon}_p = \rho_m\,.\,v\,.\,b$, où ρ_m est la densité des dislocations vis (ρ_m décroît quand la température croît) et v désigne la vitesse moyenne de ces dislocations. Dans le domaine de température qui s'étend de 0°C à 150°C, cette vitesse moyenne peut être activée thermiquement ou au contraire être athermique.

Dans le deuxième cas on ne devrait pas avoir d'influence de la vitesse de déformation sur la limite élastique. Or les essais de l'influence de la vitesse de déformation ne donnent pas les mêmes résultats pour la température de 80°C et pour 150°C. A la température de 80°C, on n'observe pas d'effet de la vitesse de déformation sur la courbe contrainte-déformation (figure 25), alors qu'on en observe un à 150°C (figure 26). Toutefois à la température de 150°C nous sommes dans une zone transitoire entre le domaine où l'on observe du glissement pyramidal de deuxième espèce pur, et celles pour lesquelles on n'en observe plus.

De plus, dans l'essai effectué à 150°C à la plus grande vitesse nous avons observé que la déformation de l'échantillon comprenait à la fois du glissement pyramidal de 2ème espèce et l'accomodation en bande parallèle au plan $(10\bar{1}1)$. Nous pensons donc que cet essai n'est pas significatif. Nous admettrons par conséquent que dans le Domaine II la vitesse des dislocations vis est athermique. Dans ces conditions, pour déformer l'échantillon de 10^{-4} à une température T_2 plus grande de T_1 . il faudra activer plus de sources quand la température augmente. La cission critique doit donc augmenter avec la température. Le processus invoqué ici rend donc bien compte de l'expérience entre 25°C et 110°C mais ne permet pas d'expliquer la diminution de la cission critique observée entre 110°C et 150°C.

Dans le Domaine III l'absence de dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ suffit à expliquer la disparition du glissement pyramidal de deuxième espèce. La déformation en bande parallèle à un plan $|10\bar{1}1|$ qui apparaît, n'a pas été étudiée. On peut simplement penser que le cristal ne pouvant plus se déformer en glissement pyramidal de deuxième espèce doit faire appel à un autre mode de déformation. Remarquons que cette accommodation de la déformation lors de compressions suivant l'axe sénaire a déjà été rapportée par KELLEY et HOSFORD [52], à la température ambiante, pour des essais effectués à une vitesse de déformation de 9.10^{-4} s. La vitesse de déformation joue donc certainement un rôle important dans l'apparition de ce mode d'accommodation de la déformation.

2.3.2 - Déformation ultérieure de l'échantillon

Lorsque l'on continue à déformer l'échantillon au-delà de la cission critique, on constate que le métal durcit de moins en moins. Lorsque la contrainte augmente, on active des sources de dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ de plus en plus nombreuses. La densité de dislocations mobiles augmente et le métal devient plus facile à déformer. D'autre part ESCAIG a fait remarquer que les dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin pouvaient se remettre en mouvement.

La figure 41d illustre cette remarque : on y voit en effet des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ coin qui présentent de nombreux décrochements.

Par ailleurs, nous avons observé à 150°C l'apparition de la déformation en bande $(10\bar{1}1)$ pour une vitesse de déformation de 9.10^{-5}/s.

Le glissement pyramidal ne peut à cette vitesse accommoder seul la déformation imposée à l'échantillon.

Des essais supplémentaires seraient nécessaires :

- pour préciser les conditions d'apparition de la déformation en bandes parallèles au plan $\{10\bar{1}1\}$
- pour déterminer la déformation maximale que l'on peut atteindre en glissement pyramidal de deuxième espèce.

Ils ne trouvent pas leur place dans le cadre de cette étude.

2.4 - Comparaison avec les autres métaux hexagonaux compacts

Nous avons observé une remontée de la cission critique du glissement pyramidal de deuxième espèce du zinc entre - 80°C et la température ambiante. Nos essais confirment les résultats obtenus par STOFFEL et WOOD [69] en déformant des éprouvettes de zinc en tension parallèlement à l'axe [0001]. BLISH et VREELAND [68] observent également le même comportement de la cission critique du glissement pyramidal de deuxième espèce du zinc, avec des valeurs de cette cission critique nettement inférieures.

L'identité des phénomènes observés pour le magnésium et le zinc suggère que le mécanisme proposé pour interpréter le glissement pyramidal $\{11\bar{2}2\} < 11\bar{2}3 >$ du magnésium peut s'appliquer au zinc.

Pour le cadmium la situation est moins nette : J. KRASOVA et P. KRATOCHVIL [5] observent que la limite élastique du glissement pyramidal de deuxième espèce du cadmium garde une valeur constante pour les températures de - 195°C, - 80°C, 25°C, puis décroît ensuite quand la température augmente. Des essais à des températures intermédiaires seraient nécessaires pour infirmer ou confirmer l'existence d'une remontée de la limite élastique du glissement pyramidal de deuxième espèce du cadmium.

Dans des métaux tels que le beryllium ou le titane, où l'on a observé du glissement pyramidal de deuxième espèce les résultats sont trop incomplets pour donner lieu à une comparaison intéressante. La présence d'une remontée éventuelle de la cission critique du glissement pyramidal de deuxième espèce du titane avec la température serait masquée par le maclage. En fait, très peu d'informations existent à l'heure actuelle sur le glissement pyramidal de deuxième espèce.

- Conclusion sur le glissement pyramidal de deuxième espèce

Nous avons montré que le glissement pyramidal de deuxième espèce est actif dans le magnésium de la température de l'azote liquide à 150°C. A partir de la température ambiante, la cission critique de ce glissement augmente avec la température. Nous avons montré que ce phénomène est dû au blocage des dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ coin dans le plan de base. Ce blocage s'effectue par dissociation des dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ dans le plan de base. On observe des phénomènes analogues dans le zinc et dans le cadmium.

Ceci permet de penser que le mécanisme de blocage des dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ par dissociation dans le plan de base peut être étendu à ces deux métaux.

On observe dans le magnésium que le glissement pyramidal disparaît pour les températures supérieures à 200°C. Cette disparition est probablement due à la décomposition des dislocations $\vec{c} + \vec{a}$ en dislocations $\vec{c}$ et $\vec{a}$.

CONCLUSIONS

1 - Nous avons montré que les modes de glissement secondaires actifs dans le magnésium au-dessous de 150°C sont :

- le glissement prismatique $\{10\bar{1}0\} < 11\bar{2}0 >$
- le glissement pyramidal de 2ème espèce $\{11\bar{2}2\} < 11\bar{2}3 >$

2 - La limite élastique macroscopique du glissement prismatique varie de manière inhabituelle avec la température : elle est plus élevée à la température de l'azote liquide qu'à celle de l'hélium liquide. Toutefois les résultats sont encore trop fragmentaires pour que l'on puisse proposer une interprétation complète de ce phénomène.

3 - La cission critique macroscopique du glissement pyramidal de deuxième espèce varie également de façon inaccoutumée avec la température : elle décroît de - 195°C à 0°C puis augmente de 0°C à 110°C.

4 - Les dislocations de vecteurs de Burgers $(\vec{c} + \vec{a})$ sont de caractère vis dominant de - 195°C à 0°C et de caractère coin dominant au-dessus de la température ambiante. Les dislocations de vecteurs de Burgers $(\vec{c} + \vec{a})$ coin sont bloqués par dissociation dans le plan de base suivant la réaction :

$$\frac{1}{3}[11\bar{2}3] \longrightarrow \frac{1}{6}[20\bar{2}3] + \frac{1}{6}[02\bar{2}3]$$

Cette dissociation a été observée en microscopie électronique en transmission. Elle s'effectue par montée des dislocations partielles dans le plan de base. On conçoit donc qu'elle se produise d'autant plus rapidement que la température est élevée.

5 - Dans la mesure où les dislocations coin sont bloquées, la déformation de l'échantillon est assurée par les segments de dislocation de vecteur de Burgers $(\vec{c} + \vec{a})$ vis. La longueur de ces derniers est égale à la distance que parcourt un segment $(\vec{c} + \vec{a})$ coin issu d'une source avant de se bloquer : elle décroît donc lorsque la température augmente. Dans ces conditions, il est nécessaire d'activer un nombre de sources de plus en plus grand pour produire la même déformation lorsque la température augmente : ceci explique la remontée de la cission critique macroscopique qu'on observe.

6 - Pour les températures supérieures à 200°C, le glissement pyramidal de deuxième espèce cesse d'être actif. Il est remplacé par une déformation catastrophique localisée en une bande parallèle au plan $\{10\bar{1}1\}$. De 110°C à 150°C on observe simultanément le glissement pyramidal de deuxième espèce et la déformation localisée.

La disparition du glissement pyramidal de deuxième espèce à haute température est vraisemblablement due à la décomposition des dislocations de vecteur de Burgers $(\vec{c} + \vec{a})$ en dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$ et $\vec{a}$ respectivement.

7 - Le glissement pyramidal de deuxième espèce du zinc se comporte de la même manière que le glissement pyramidal de deuxième espèce du magnésium : la cission critique macroscopique est plus élevée à 25°C qu'à - 80°C. La température réduite $\frac{T}{T_f}$ pour laquelle débute cette remontée de la cission critique avec la température est la même pour les deux métaux.

8 - Le blocage des dislocations par dissociation apparaît de plus en plus fréquemment comme mécanisme de contrôle des modes de glissement secondaires des métaux hexagonaux compacts. Dans cette optique, il nous semble intéressant pour la compréhension de ces modes de glissement d'examiner en détail les points suivants :

- Comportement de la cission critique macroscopique des divers glissements avec la température et recherche de microlimites élastiques.
- Examens par des techniques d'observations fines (répliques et microscopie électronique à balayage) de l'aspect des lignes de glissement, en vue de la recherche de glissement dévié ou de blocage des sources.
- Etude systématique des configurations de dislocations en microscopie électronique en transmission.
- Enfin, étude par des méthodes appropriées de la vitesse des dislocations.

ANNEXE A

DETERMINATION DES VECTEURS DE BURGERS

Pour déterminer les vecteurs de Burgers des dislocations, nous avons utilisé trois types de lames minces :

- des lames minces dont le plan moyen est parallèle au plan de base,
- des lames minces dont le plan moyen est parallèle à un plan prismatique de première espèce,
- des lames minces dont le plan moyen est parallèle à un plan pyramidal de deuxième espèce.

1 - Détermination des vecteurs de Burgers des dislocations parfaites

Nous avons à discriminer entre trois types de dislocations :

- les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{a}$ ($\frac{1}{3}$ [$11\bar{2}0$])
- les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$ ([0001])
- les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}+\vec{a}$ ($\frac{1}{3}$ [$11\bar{2}3$])

La condition d'extinction d'une dislocation est $\vec{g} . \vec{R} = 0$, où $\vec{R}$ est le vecteur déplacement de la dislocation. Dans le cas le plus général on a pour une dislocation rectiligne :

$$\vec{R} = \underbrace{\vec{b} \frac{\theta}{2\pi}}_{(1)} + \underbrace{\vec{b}_c \frac{\sin 2\theta}{8\pi(1-\nu)}}_{(2)} + \underbrace{b \wedge u \left(\frac{1-2\nu}{4\pi(1-\nu)} \mathrm{Log} \left| \frac{r}{b} \right| + \frac{\cos 2\theta}{8\pi(1-\nu)} \right)}_{(3)} \qquad [\ 70\ ]$$

où

$\vec{b}$	est le vecteur de Burgers de la dislocation
b_c	la composante coin de ce vecteur de Burgers
ν	le coefficient de Poisson
$\vec{u}$	le vecteur unitaire le long de la ligne de dislocation
r et θ	désignent les coordonnées polaires du point M où l'on calcule le déplacement dû à la dislocation.

On voit donc que la condition $\vec{g} \cdot \vec{b} = 0$ n'est qu'une première approximation. Dans le cas de grands vecteurs de Burgers, les termes (2) et (3) de $\vec{R}$ peuvent donner une image de la dislocation quand le terme $\vec{g} \cdot \vec{b}$ est nul. On dit alors que l'on a du contraste résiduel.

1.1 - Lames minces parallèles au plan de base

1.1.1 - Dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$

Dans nos échantillons, les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$ sont de caractère coin. On observe soit des boucles de dislocation , soit des dislocations rectilignes. Ces dislocations s'identifient facilement en utilisant les trois plans réflecteurs $\{10\bar{1}0\}$: en effet, les dislocations $\vec{c}$ étant de caractère coin ($\vec{b} = \vec{b_c}$), apparaissent en contraste résiduel ($\vec{g} \cdot \vec{b_c} = 0$) avec chacun des trois plans réflecteurs $\{10\bar{1}0\}$. Ce contraste est nul aux endroits où le vecteur unitaire le long de la ligne de dislocation, $\vec{u}$, est parallèle au vecteur $\vec{g}$ ($\vec{g} \cdot [\vec{b} \wedge \vec{u}] = 0$).

1.1.2 - Discrimination entre les vecteurs de Burgers $\vec{a}$ et $\vec{c}+\vec{a}$

Les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{a}$, ou $\vec{c}+\vec{a}$ sont invisibles (ou en contraste résiduel) avec l'un des plans réflecteurs $\{10\bar{1}0\}$. Pour discriminer entre les deux vecteurs, nous opérons de la manière suivante : nous identifions le plan réflecteur qui rend la dislocations invisible, soit par exemple le plan $(1\bar{1}00)$, puis nous amenons alors en position de réflexion le plan $(2\bar{2}01)$ en inclinant la lame ; si la dislocation reste invisible, son vecteur de Burgers est de type $\vec{a}$, en revanche si elle redevient visible il est du type $\vec{c}+\vec{a}$.

Toutefois les opérations nécessaires à la discrimination entre les dislocations de vecteur de Burgers $\vec{a}$, $\vec{c}$ ou $\vec{c}+\vec{a}$, sont assez longues et les images données par les plans réflecteurs $\{2\bar{2}01\}$ peu contrastées ; c'est pourquoi nous opérons plutôt de la manière suivante :

1.2 - Lames minces parallèles au plan du type $\{1010\}$

On amène successivement en position de réflexion les plans (0002) et $(1\bar{2}10)$. Le vecteur de Burgers est $\vec{c}+\vec{a}$ si la dislocation est visible avec les deux plans réflecteurs (0002) et $(1\bar{2}10)$, $\vec{c}$ si la dislocation n'est visible qu'avec le plan réflecteur (0002), et $\vec{a}$ si elle n'est visible qu'avec le seul plan réflecteur $(1\bar{2}10)$. La figure 52 montre un exemple de la détermination des vecteurs de Burgers par cette méthode.

2 - Détermination des vecteurs de Burgers des dislocations imparfaites

Nous nous sommes intéressés surtout aux dislocations imparfaites de type $\frac{1}{6}(20\bar{2}3)$ (SA ou TB dans la notation du double tétraèdre de DAMIANO [1]).

Nous avons observé dans les lames minces des boucles de fautes annulaires limitées par deux dislocations partielles concentriques (figure 53) dont la faute peut prendre le con-

traste de frange typique si l'on prend soin d'utiliser des plans réflecteurs dont la distance d'extinction ξ_g est suffisamment petite pour que la largeur de la faute d'empilement soit supérieure à l'interfrange. On voit le système de frange avec les plans réflecteurs du type $\{10\bar{1}1\}$ (figure 54) de façon très satisfaisante. On a également rencontré des boucles de fautes simples, formées à partir des boucles de fautes annulaires, par recuit de la dislocations intérieure (figure 55).

Pour déterminer le vecteur de Burgers des dislocations imparfaites, le plan et le vecteur déplacement ($\vec{R}$) de la faute d'empilement, nous avons utilisé des lames minces dont le plan moyen est parallèle au plan de base. On utilise les trois plans réflecteurs $\{10\bar{1}0\}$ et les trois plans réflecteurs $\{11\bar{2}0\}$.

2.1 - Contraste de la faute d'empilement

Le contraste de la faute d'empilement est maximum pour tous les plans réflecteurs $\{10\bar{1}0\}$ (figures 55a, b, c) ; pour ces plans réflecteurs en effet $\vec{g} \cdot \vec{R}$ n'est pas entier (figure 55, tableau VII). Ce contraste est au contraire nul pour tous les plans réflecteurs $\{11\bar{2}0\}$ (figures 55d, e, f), pour lesquels $\vec{g} \cdot \vec{R}$ est entier. D'autre part le plan de la faute d'empilement est le plan de base (le plan de lame est le plan de base) puisque la faute apparaît totalement noire ou est invisible.

2.2 - Détermination des vecteurs de Burgers des dislocations qui bordent la faute

2.2.1 - Boucle de faute circulaire

La dislocation qui borde la faute d'empilement est invisible lorsque le plan $(11\bar{2}0)$ est en position de réflexion (figure 55d), et visible avec les deux plans réflecteurs $(\bar{2}110)$ (figure 55e) et $(1\bar{2}10)$ (figure 55f). Par contre, la dislocation est invisible lorsque les plans $(01\bar{1}0)$ et $(10\bar{1}0)$ sont en position de réflexion (figures 55a, b) et visible avec le plan réflecteur $(1\bar{1}00)$ (figure 55c).

Le tableau V (figure 55) montre que le contraste observé avec les divers plans réflecteurs est celui d'une dislocation de vecteur de Burgers $\vec{b} = 1/6\,[\bar{2}203]$. Le vecteur déplacement de la faute d'empilement est alors $\vec{R} = 1/6\,[\bar{2}203]$.

La dislocation partielle est donc bien du type $\frac{1}{6}(20\bar{2}3)$ (AS) et la faute d'empilement est la faute de plus basse énergie dans le magnésium [64].

2.2.2 - Boucle de faute annulaire

La figure 56 montre un exemple de la détermination de la nature de la faute d'empilement et des vecteurs de Burgers des dislocations partielles qui la bordent. Les tableaux 7 et 8 donnent des valeurs de $\vec{g} \cdot \vec{b}$ et de $\vec{g} \cdot \vec{R}$. La somme des vecteurs de Burgers des dis-

locations partielles est : $\vec{b} = \frac{1}{6}\,[20\bar{2}3] + \frac{1}{6}\,[02\bar{2}3]$, elle est donc bien du type $\vec{c} + \vec{a}$. La boucle de dislocation annulaire provient en effet de la cission d'une grande boucle $\vec{c} + \vec{a}$ allongée dans la direction $<1\bar{0}10>$ en une rangée de petites boucles.

ANNEXE B

DISSOCIATION DE LA DISLOCATION $\frac{1}{3}[11\bar{2}3]$ DANS LE PLAN DE BASE

1 - Gain d'énergie par dissociation

1.1 - Energie d'une dislocation parfaite

Pour créer une dislocation dans un cristal, il faut dépenser une certaine quantité d'énergie, que l'on appelle énergie propre de la dislocation. On écrit généralement cette énergie sous la forme de deux termes. Le premier est l'énergie élastique emmagasinée par tout le cristal à l'exclusion d'un cylindre de rayon r_o qui entoure la dislocation. Dans ce petit cylindre, les déplacements des atomes et les contraintes ne suivent plus les lois de l'élasticité. On appelle coeur de la dislocation cette portion de cristal qui entoure la dislocation et l'on désigne par W_c (énergie de coeur) l'énergie qui y est emmagasinée. Le rayon r_o est appelé rayon de coupure de la dislocation. L'énergie propre d'une dislocation s'écrit alors :

$$W = \frac{\mu b^2}{4 \pi K} \text{Log} \frac{R}{r_o} + W_c$$

où

- μ est le module de cisaillement du métal
- b le vecteur de Burgers de la dislocation
- ν le coefficient de Poisson du métal
- R la taille du réseau de Frank
- K un coefficient valant 1 pour une dislocation vis et $(1 - \nu)$ pour une dislocation coin.

On peut également mettre cette énergie sous la forme :

$$W = \frac{\mu b^2}{4 \pi K} \text{Log} \frac{R}{r_c}$$

où r_c est le rayon de coeur de la dislocation : c'est la distance jusqu'à laquelle il faut prolonger la solution élastique pour obtenir une valeur correcte de l'énergie de la dislocation.

L'énergie de coeur, le rayon de coupure, et le rayon de coeur sont très mal connus. Cependant des calculs effectués à partir de potentiels empiriques d'interaction entre atomes ont permis de préciser un peu leurs valeurs [71, 72].

Pour une dislocation coin parfaite, dans le cuivre, COTTERIL et DOYAMA [72] donnent les valeurs suivantes :

$r_o = 3,6\ b$

$W_c = 2,25$ eV pour une longueur de dislocation égale à b

$r_c = 0,3\ b$

Nous utiliserons ces valeurs en admettant qu'elles sont également valables pour une dislocation coin imparfaite, dans un métal hexagonal compact.

1.2 - Dissociation d'une dislocation parfaite

On peut dissocier une dislocation parfaite de vecteur de Burgers b en deux dislocations partielles de vecteur de Burgers b_1 et b_2, si $b^2 > b_1^2 + b_2^2$.

Le gain d'énergie par dissociation est alors :

ΔE = énergie propre de la dislocation parfaite - (énergie propre des deux dislocations imparfaites + énergie d'interaction des deux dislocations imparfaites + énergie dépensée pour créer la faute d'empilement).

L'énergie d'interaction entre les deux dislocations imparfaites est obtenue à partir de la formule de NABARRO [74]. Dans le cas de la dissocation de la dislocation (c + a) en deux partielles du type $\frac{1}{2}c + p$, on obtient :

$$\Delta E = \frac{\mu a^2}{24\pi(1-\nu)} \text{Log} \frac{R}{r_{cp}} - \frac{\mu a^2}{24\pi(1-\nu)} \left(4 - \nu + \frac{3c^2}{a^2}\right) \text{Log} \frac{R}{r_{ci}}$$

$$- \frac{\mu a^2}{24\pi(1-\nu)} \left(2 + \nu + \frac{3c^2}{a^2}\right) \text{Log} \frac{R}{l} - f.l.$$

où

μ	est le module de cisaille du magnésium
ν	le coefficient de Poisson du magnésium
a et c	les paramètres cristallins du magnésium
R	la taille du réseau de Franck, de l'ordre de 10^4 a
r_{cp} et r_{ci}	les rayons de coeur de la dislocation parfaite et des dislocations imparfaites respectivement
l	la largeur du ruban de faute
f	l'énergie de la faute d'empilement

Cette expression se met plus simplement sous la forme :

$$\Delta E = \frac{\mu a^2}{24\pi(1-\nu)} \left(2 + \nu + \frac{3c^2}{a^2}\right) \text{Log} \frac{l}{r_{cp}} - f.l. - \frac{\mu a^2}{24\pi(1-\nu)} \left(4 - \nu + \frac{3c^2}{a^2}\right) \text{Log} \frac{r_{cp}}{r_{ci}}$$

Ce calcul peut être effectué pour n'importe quelle dissociation de dislocation rectiligne.

Pour la distance d'équilibre l_e , on a $\left(\frac{d\,\Delta E}{d\,l}\right)_{l = l_e} = 0$

Le gain d'énergie s'écrit alors, en regroupant les termes :

$$\Delta E = \frac{\mu\, a^2}{24\,\pi\,(1-\nu)}\left(2 + \nu + 3\,\frac{c^2}{a^2}\right) \mathrm{Log}\,\frac{l_e}{e\,r_{ci}} - \frac{\mu\, a^2}{4\,\pi\,(1-\nu)}\left[c^2 + a^2\right]$$

2 - <u>Force de montée s'exerçant sur les dislocations partielles</u> $\frac{1}{2}\,\vec{c} + \vec{p}$

Les deux dislocations partielles $\frac{1}{2}\,\vec{c} + \vec{p}$ se repoussent ; nous avons déterminé cette force à partir du gain d'énergie ΔE , on a simplement :

$$F = \frac{d\,(\Delta E)}{d\,l} = \frac{\mu}{8\,\pi\,(1-\nu)}\left[c^2 + (2+\nu)\,\frac{a^2}{3}\right]\frac{1}{l} - f$$

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] V. DAMIANO
Trans TMS AIME, Vol. 227, p. 788 (1963).

[2] W. BOAS, E. SCHMID
Z. Physik, 57, 575 (1929).

[3] N.R. RISEBROUGH, E. TEGHTSOONIAN
Canad. J. Phys., Vol. 45, p. 591 (1967).

[4] N.S. STOLOFF, M. GENSAMER
Trans. AIME, vol. 224, p. 732 (1962).

[5] J. KRASOVA, P. KRATOCHVIL
Phys. Stat. Sol. (a), 7, p. 255 (1971).

[6] P.B. BRICE
Electron microscopy and the strengh of crystals New York (1963), p. 41-130.

[7] J.J. GILMAN
Trans AIME, Vol. 221, p. 456 (1961) John Wiley

[8] W. FARENHORST, E. SCHMID
Z. Physik 64, p. 845 (1930).

[9] M. BOCEK, G. HOTZSCH
Phys. Stat. Sol. Vol. 6, p. 777 (1964).

[10] J.J. GILMAN
J. Métal, 8, p. 1326 (1956).

[11] R.L BELL, R.W. CAHN
Proc. Roy. Soc. A239, p. 494 (1957).

[12] P.B. PRICE
Phil. Mag. Vol. 5, p. 873 (1960).

[13] P.B. PRICE
Phil. Mag. Vol. 6, p. 449 (1961).

[14] J.J. GILMAN
Trans AIME, Vol. 20b, p. 1326 (1956).

[15] K.G. DAVIES, E. TEGHTSOONIAN
Trans AIME, Vol. 227, p. 762 (1963).

[16] H. CONRAD, R. AMSTRONG, H. WIEDERSICH, G. SCHOECK
Phil. Mag. 6, n 162, 177 (1961).

[17] P.B. HIRSCH, J.S. LALLY
Phil. Mag. 12, 177, 595 (1965).

[18] W.P. SHEELY, R.R. NASH
Trans AIME, 218, 416 (1960).

[19] J.V. SHARP, J.W. CHRISTIAN
Phys. Stat. Solidi. 11, 831 (1965).

[20] J.E. DORN, P. WARD FLYNN, J, MOTE
Trans AIME, 221, 1148 (1961).

[21] R.E. REED HILL, W.D. ROBERTSON
Trans AIME, 212, 256 (1958).

[22] J.F. STOHR, P. REGNIER, J.M. DUPOUY
Mem. Scient. Rev. Met. 68, 49 (1971).

[23] A.T. CHURCHMAN
Trans AIME, Vol. 218, p. 262 (1960).

[24] E.J. RAPPERPORT
Acta Met., 162, 208 (1955).

[25] H. MILLS
Ph D Thesis University of Toronto (1966).

[26] C. BREHM, P. LEHR
Métaux Corrosion Industrie - Juillet-Août (1971).

[27] F.D. ROSSI, C.A. DUBE, B.H. ALEXANDER
Trans AIME, 197, 257 (1953).

[28] J.F. BAILEY
J. Nucl. Mat. Vol. 7, p. 300 (1962).

[29] A.D. Mc QUILLAN, M.K. Mc QUILLAN
"Titanium" London Butterworth (1956).

[30] F.D. ROSSI, C.A. DUBE, B.H. ALEXANDER
Trans AIME, 197, 257 (1953).

[31] A.T. CHURCHMAN
Proc. Rog. Soc. A 226, p. 216 (1954).

[32] N.E. PATON, W.A. BACKOFEN
Metall. Trans 1, p. 2839 (1970).

[33] W.R. TYSON
Act. Met., Vol. 17, p. 863 (1969).

[34] D.H. BALDWIN, R.E. REED HILL
Trans AIME, Vol. 223, p. 248 (1965).

[35] E.J. RAPPERPORT, C.S. HARTLEY
Trans AIME, Vol. 215, p. 1071 (1959).

[36] CARNAHAN
(Thèse) Iowa State University - Ames Laboratory, Ames, Iowa U.S.A.
(Sept. 1971).

[37] G.L. TUER, A.R. KAUFMAN
"The Metal Beryllium" p. 372, Cleveland, Ohio (U.S.A.) Am. Soc. Met. (1955).

[38] G. GREETHAM, MARTIN
"Conf. on the Metallurgy of Beryllium", The Institute of Metals 37 (1961).

[39] A. MOORE, G.C. ELLIS
Abstract of a paper presented by Atomic Weapons Research Establishment, Aldermaston (England) at Beryllium Physical Metallurgy Conference at Gatlinburg (Tenessee U.S.A.)

[40] V.V. DAMIANO, G.J. LONDON, H. CONRAD
Trans AIME, 242, 979 (1968).

[41] P. REGNIER
(Thèse) Université de Paris Sud (Orsay) (Mai 1969).

[42] A. AHMADIEH, J. MITCHELL, J.E. DORN
Trans AIME, 233, 1130 (1965).

[43] J. FRIEDEL
Dislocations - Pergamon Press(New York).

[44] D. BEDERE, C. JAMARD, A.J. ARLAUD, D. FRANCOIS
Phys. Stat. Sol. (a) 1, 136 (1970).

[45] M.H. YOO, C.T. WEI
Phil. Mag., 13, 759 (1966).

[46] M.H. YOO
Script. Met., 2, 537 (1968).

[47] E.S. FISHER, L.C.R. ALFRED
Trans AIME, 242, 1576 (1968).

[48] F.C. FRANK, J.F. NICHOLAS
Phil. Mag., 44, 1213 (1953).

[49] H.S. ROSENBAUM
"Deformation Twinning" p. 43, Gordon and Breach (New York) (1964).

[50] H. YOSHINAGA, R. HORIUCHI
Trans. Jap. Inst. Met., 5, 14 (1963).

[51] B.C. WONSIEWICZ, W.A. BACKOFEN
Trans AIME, 239, 1422 (1967).

[52] E.W. KELLEY, W.F. HOSFORD
Trans AIME, 242, 5 (1968).

[53] H. YOSHINAGA, R. HORIUCHI
Trans Jap. Inst. Met., 4, 1 (1963).

[54] L. ALFILE, D. MORIZE, N'GUYEN VAN VIET, J.F. STOHR
Note C.E.A. à paraître.

[55] G. NOMARSKI, A.R. WEILL
Rev de Met. L II n° 2 (1955).

[56] J.E. DORN, S. RAJNAK
Trans AIME, Vol. 230, p. 1052 (1964).

[57] J. FRIEDEL
Dislocations Pergamon Press (New York), p. 163.

[58] B. ESCAIG
Phys. Stat. Sol., Vol. 28, p. 463 (1968).

[59] P. BACH
Thèse Université de Nancy (1969).

[60] H. YOSHINAGA, R. HORIUCHI
Trans. Jap. Inst. Met., Vol. 4, n° 3, p. 134 (1963).

[61] A. URAKAMI, M. MESHII, M.E. FINE
Acta Met., Vol. 18, p. 87 (1970).

[62] A. AKHTAR, E. TEGHTSOONIAN
Acta Met. vol. 17, p. 1351 (1969).

[63] R.E. SMALLMAN, P.S. DOBSON
Met. Trans. Vol. 1, p. 2383 (1970).

[64] H.P. LEIGHLY
Phil. Mag. Vol. 22, p. 209 (1970).

[65] I.L.F. RAY, D.J. COCKAYNE
Phil. Mag., vol. 22, p. 863 (1970).

[66] J.J. GILMAN
Michromechanics of flow and fracture (Mc Graw Hill) (1969).

[67] R.C. BLISH, T. VREELAND Jr
J.A.P., Vol. 39, n° 6, p. 2816 (1968).

[68] C. BLISH, T. VREELAND Jr
J.A.P., Vol. 40, n° 2 (1969).

[69] E.J. STOFFEL, D.S. WOOD
"Fracture of Solids" John Wiley (New York) (1962).

[70] P.B. HIRSCH
Electron Microscopy of thin crystals (Butterworths) p. 1117 (1955).

[71] H.B. HUNTINGTON, J.E. DICKLEY, R. THOMSON
Phys. Rev. Vol. 100, p. 1117 (1955).

[72] A. MARADUDIN
J. Phys. Chem. Sol., Vol. 9, p. 1 (1959).

[73] R.M. J. DOYAMA
"Lattice Defects and their interactions", Gordon Breach (1967).

[74] F.R.N. NABARRO
Proc. Roy. Soc. A 209 279 (1952).

[75] G. EDELIN
Phil. Mag. Vol. 23, p. 1547 (1971).

[76] J. COMBRONDE, G. BREBEC
Acta Met. Vol. 19, p. 1393 (1971).

[77] G. SHEWMON
Trans Am. Inst. Min. Engis., 206, 918 (1956).

[78] C. MAIRY, J. HILLAIRET, D. SCHUMACHER
Acta. Met. 15, 1258 (1967).

[79] C.J. BEEVERS
Acta. Met. 15, 1029 (1963).

Manuscrit reçu le 14 juin 1972

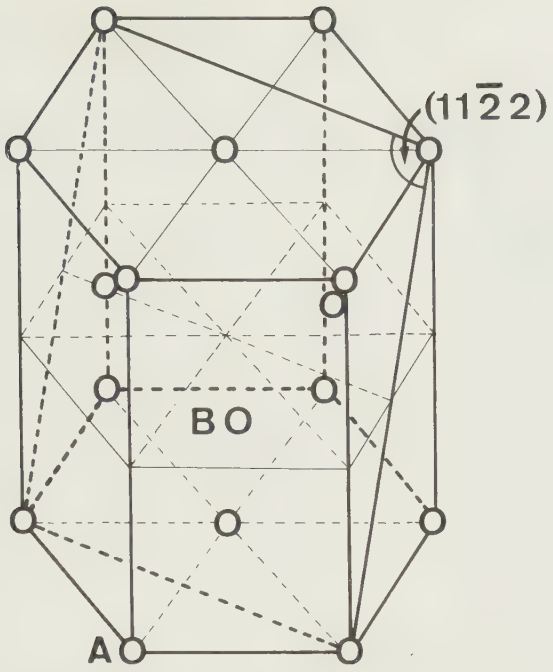


Figure 1 - Maille du système hexagonal compact et plan (11$\bar{2}$2).

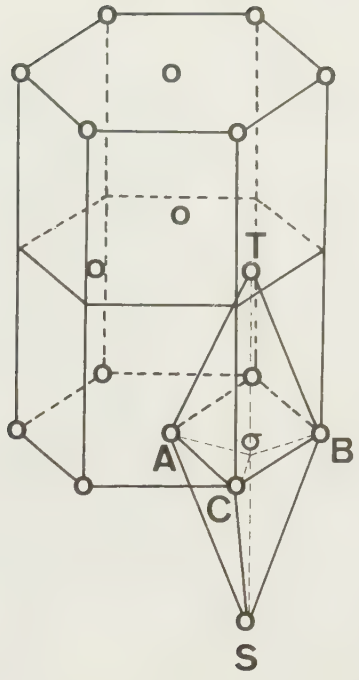


Figure 2 - Double tétraèdre de Damiano et représentation des divers types de dislocations existant dans les métaux hexagonaux compacts.

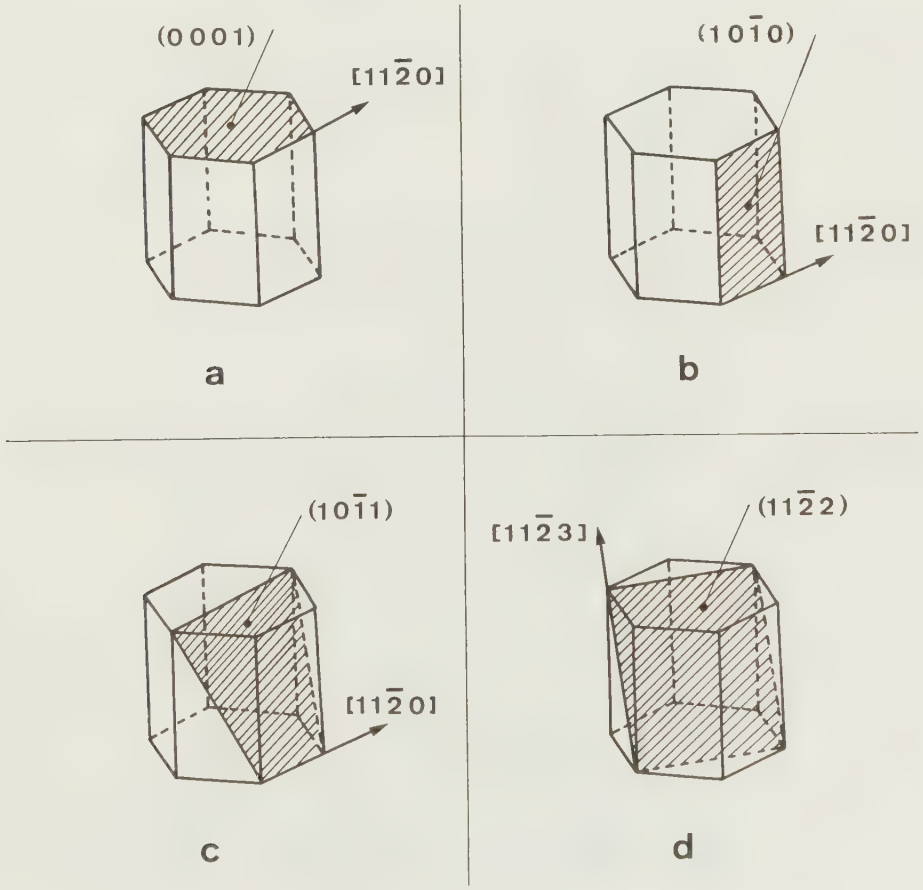


Figure 3 - Les quatre modes de glissement des métaux hexagonaux compacts

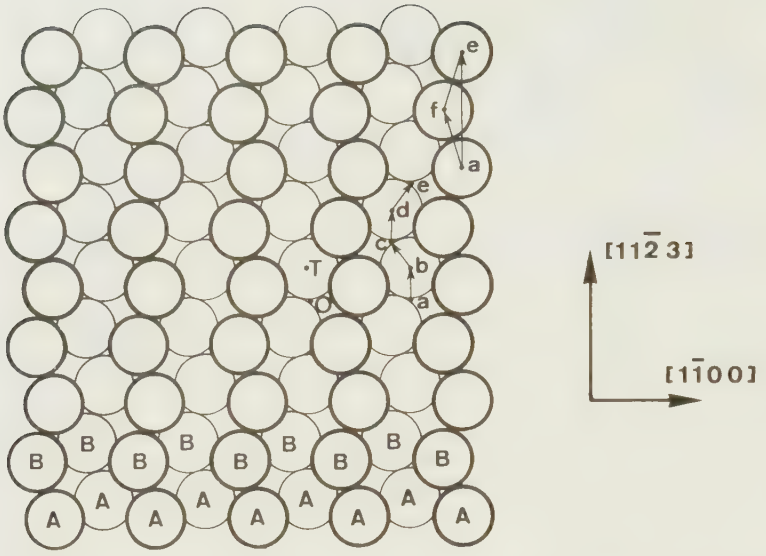


Figure 4 - Empilement des plans (11$\bar{2}$2)

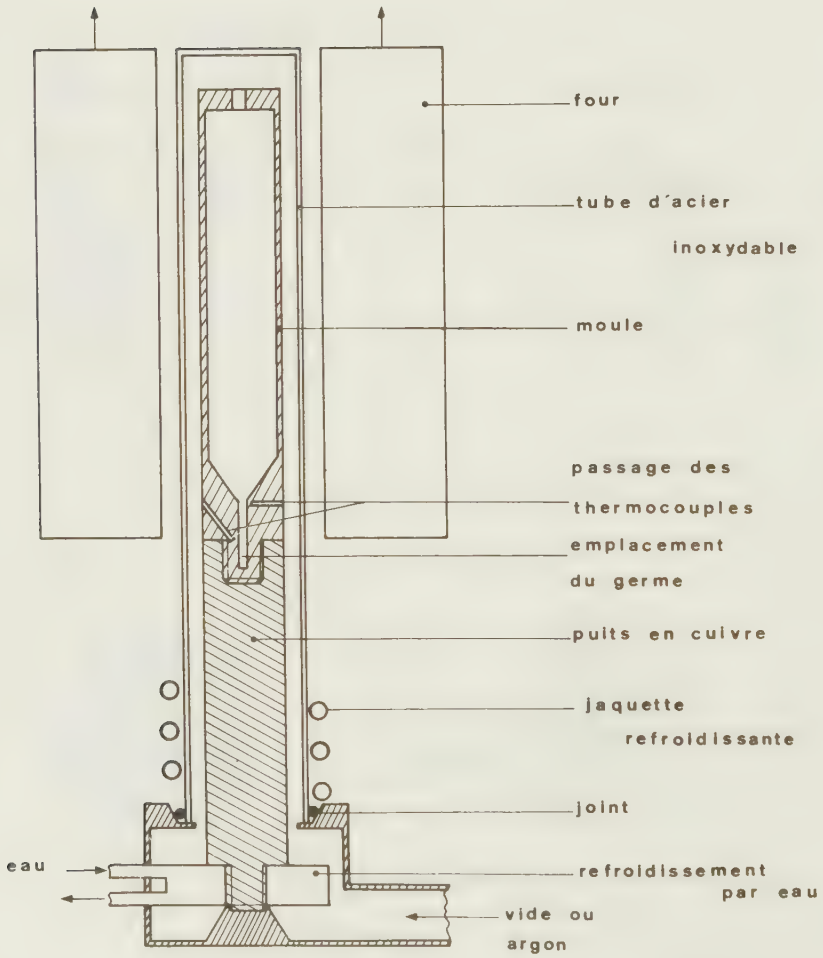


Figure 5 - Installation à monocristaux

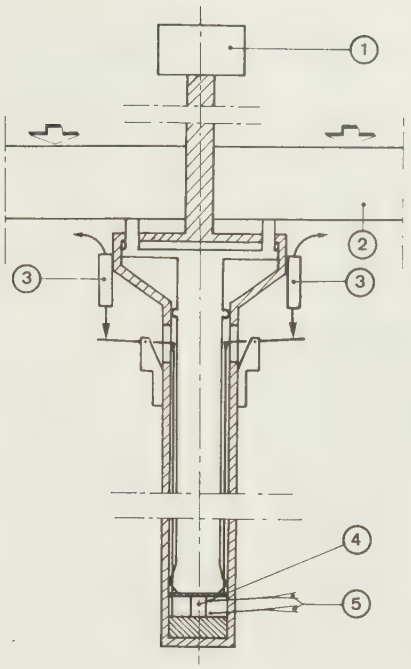


Figure 6 - Montage de compression

1 - Cellule de charge (fixe)
2 - Traverse mobile, de la machine de traction
3 - Capteurs de déplacement *
4 - Echantillon
5 - Thermocouples

* l'un des capteurs s'appuie sur le plateau inférieur, l'autre sur le plateau supérieur.

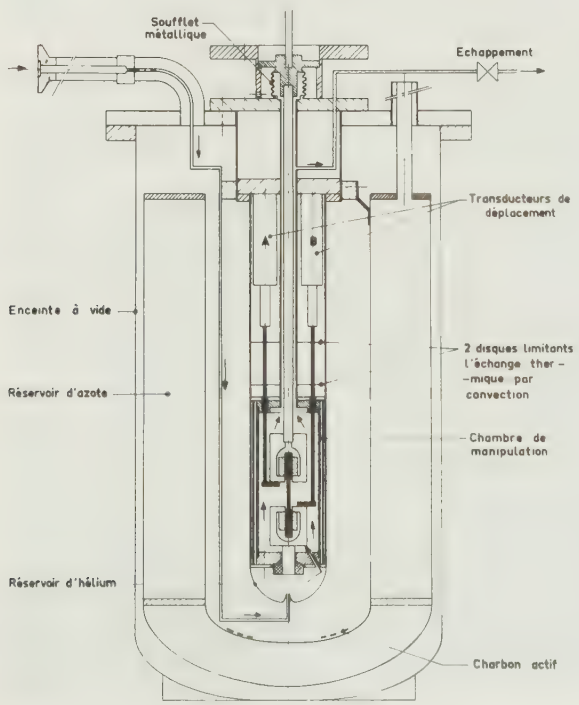


Figure 7 - Schéma de principe du cryostat

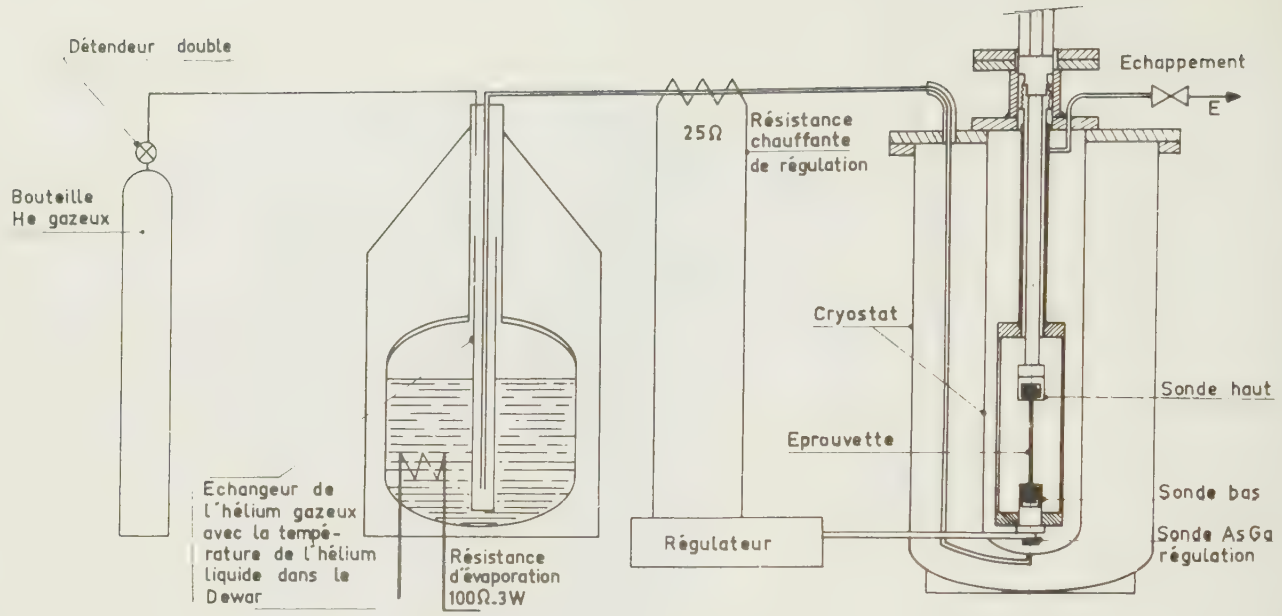


Figure 8 - Cryostat : Principe de la régulation

Les vapeurs d'hélium prélevées au-dessus du liquide hélium se refroidissent dans l'échangeur de température qui plonge dans le liquide hélium. Ces vapeurs sont ensuite réchauffées au moyen de la résistance de régulation. La puissance de chauffe est déterminée par le régulateur, par comparaison entre la température du gaz hélium à son entrée dans le cryostat et la valeur affichée de la température que l'on veut conférer au gaz hélium.

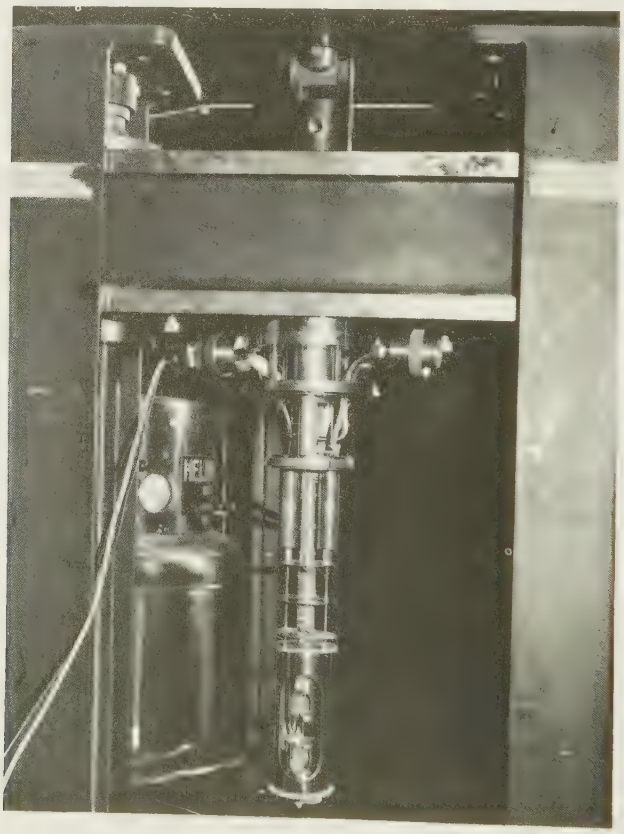
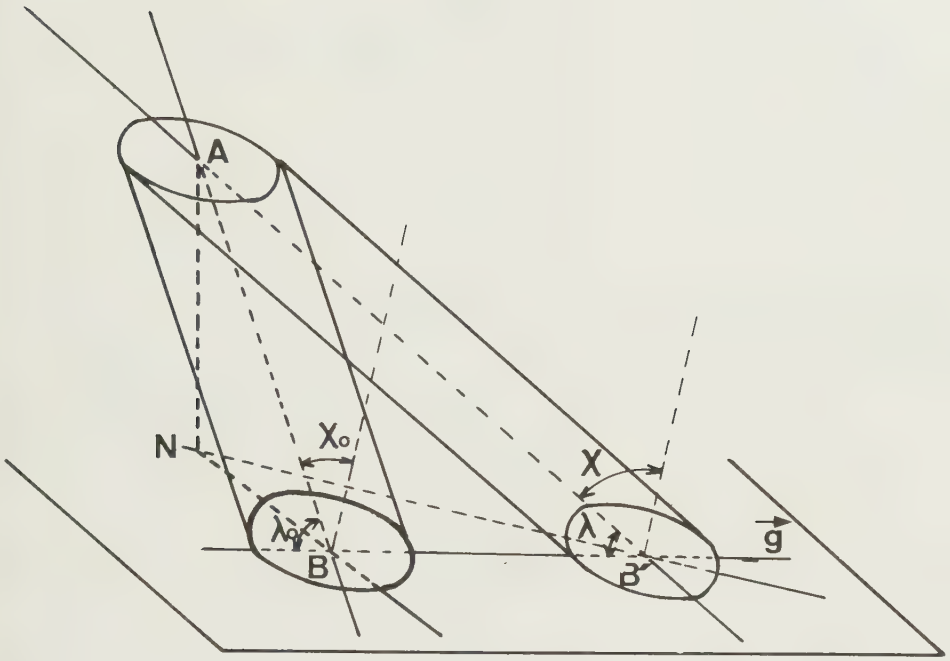


Figure 9 - Cryostat : ensemble mécanique.



$$AB = l_o$$

$$AB = l$$

$$\varepsilon = \frac{l - l_o}{l}$$

$$\gamma = \frac{BB'}{BN}$$

Figure 10 - Définition des angles λ_o, λ, χ_o, χ

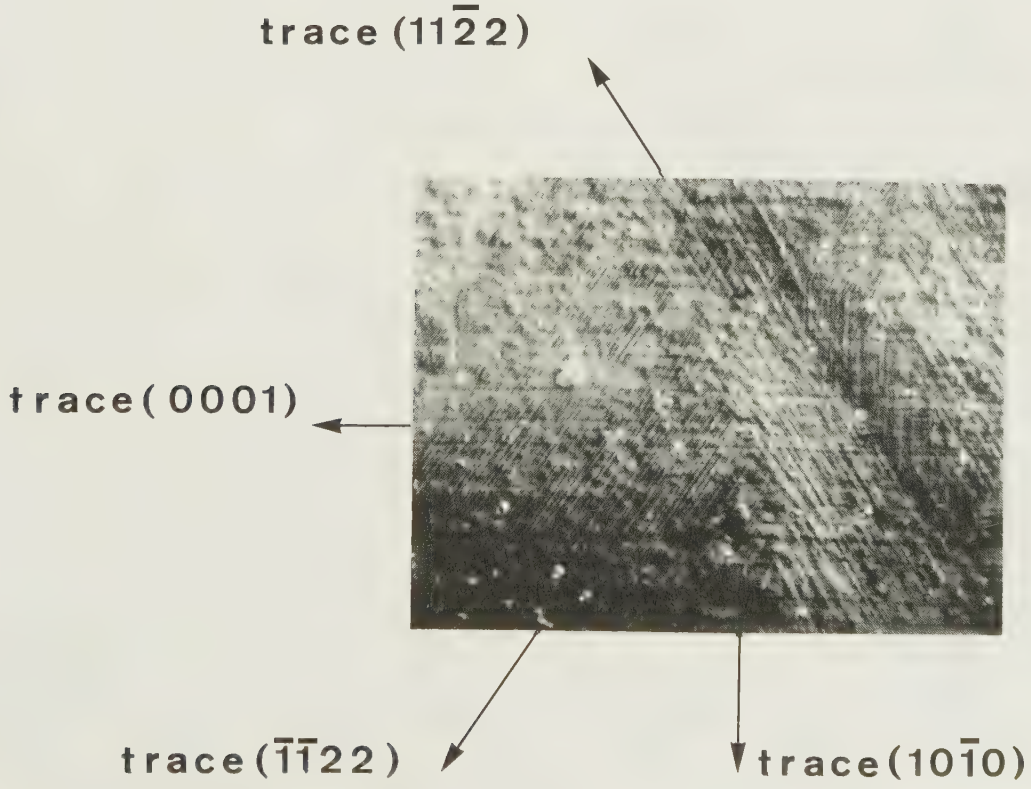


Figure 11 - Lignes de glissement des divers modes actifs dans le magnésium à la température de l'azote liquide.

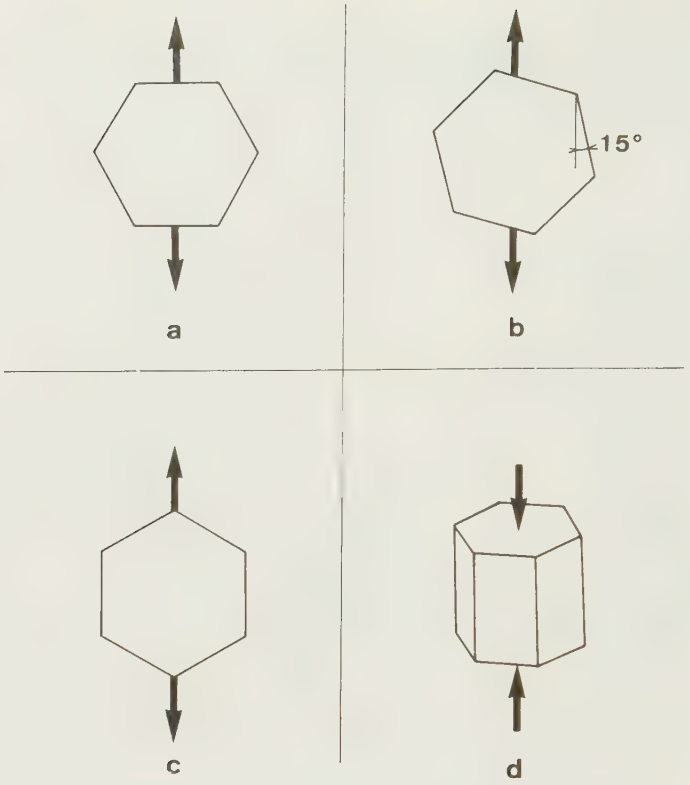


Figure 12 - Orientation des éprouvettes.

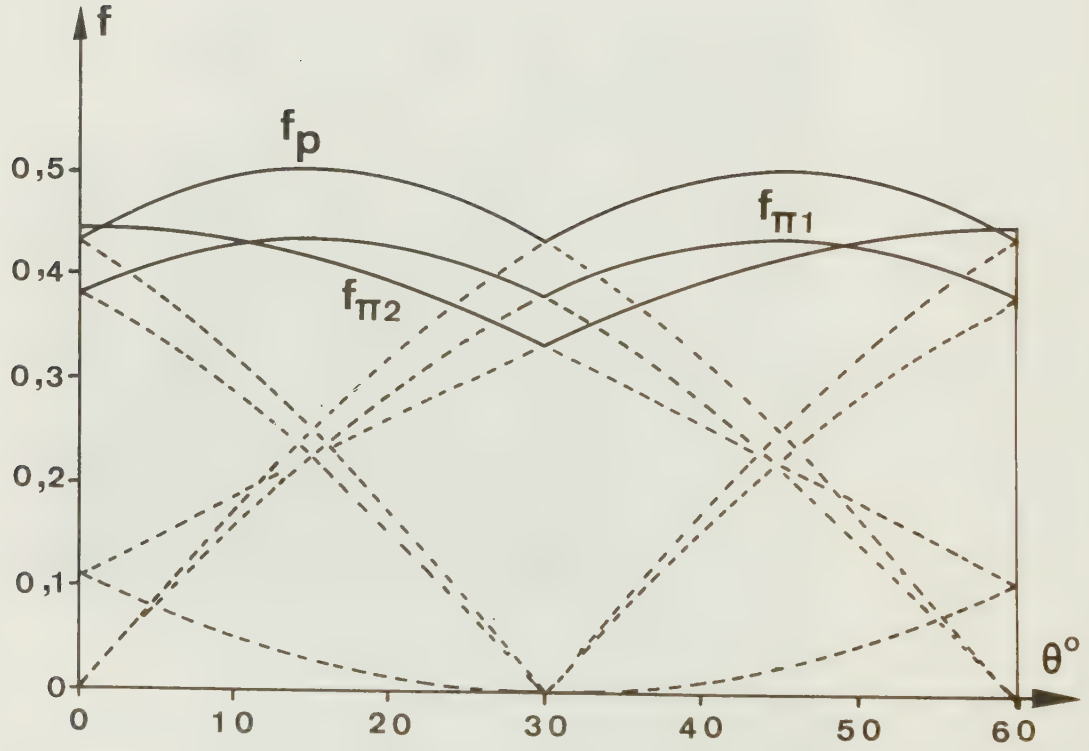


Figure 13 - Variation des facteurs de Schmid pour les divers glissements avec l'angle θ

f_p : facteur de Schmid pour le glissement prismatique
$f\pi_1^p$: facteur de Schmid pour le glissement pyramidal de 1ère espèce
$f\pi_2$: facteur de Schmid pour le glissement pyramidal de 2ème espèce

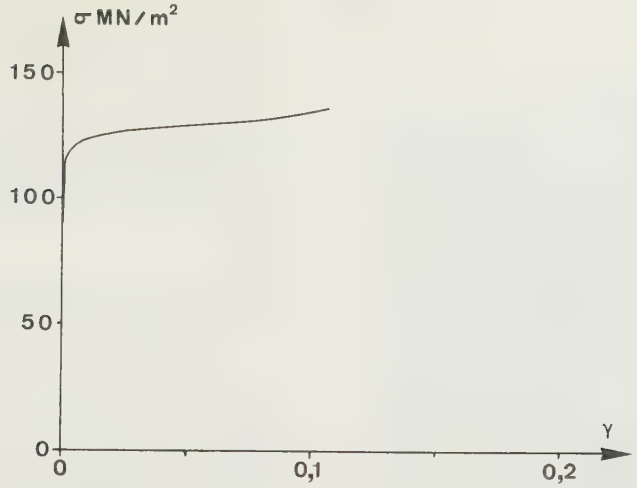


Figure 14 - Courbe contrainte résolue, cisaillement résolu, pour le glissement prismatique du magnésium.

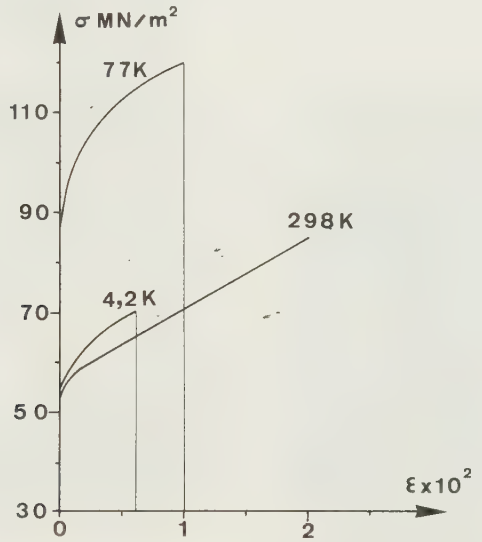


Figure 15 - Courbes contrainte-déformation pour le glissement prismatique du magnésium.

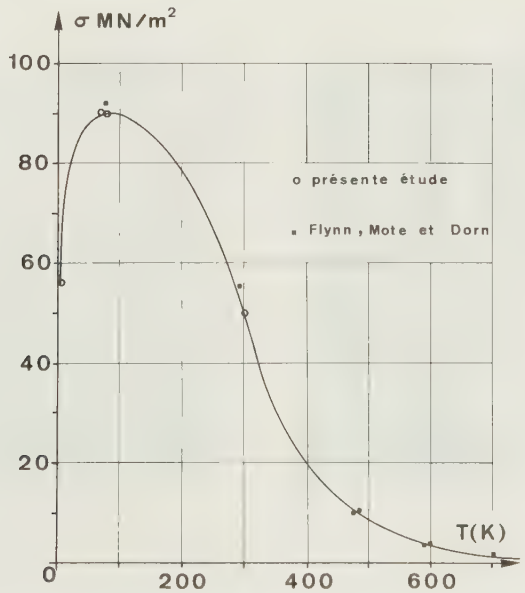
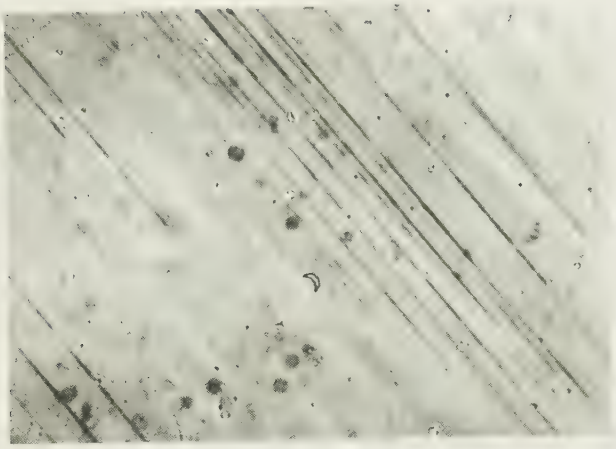


Figure 16 - Variation avec la température de la limite élastique du glissement prismatique du magnésium.



GLISSEMENT

PRISMATIQUE

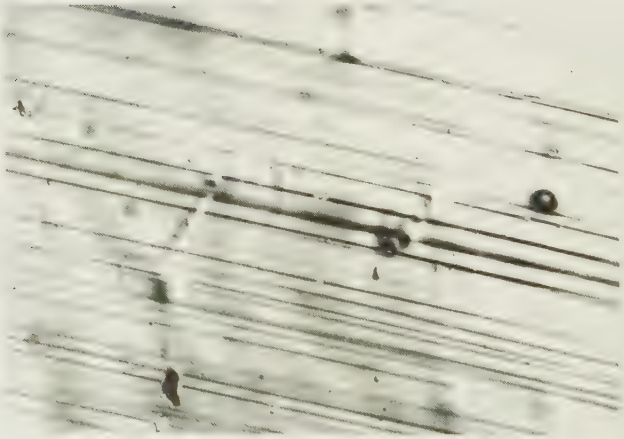
T = 77K

a: ε = 0,1%

b: ε = 0,3%

d: ε = 0,3%

c: ε = 5%



e: ε = 5%

Figure 17 - Influence de la déformation sur les lignes de glissement prismatique à la température de l'azote liquide.

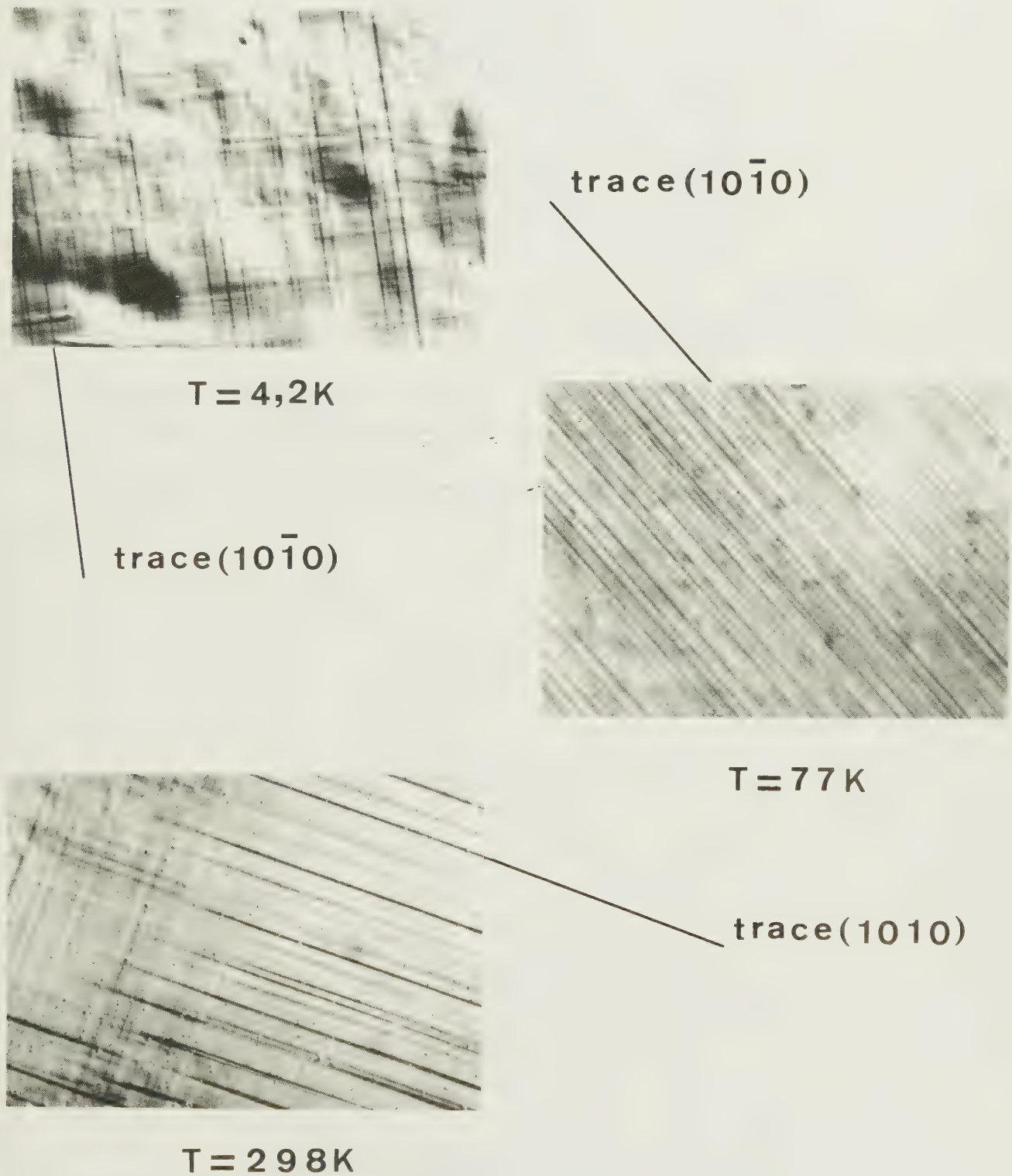


Figure 18 - Influence de la température sur les lignes de glissement prismatique.

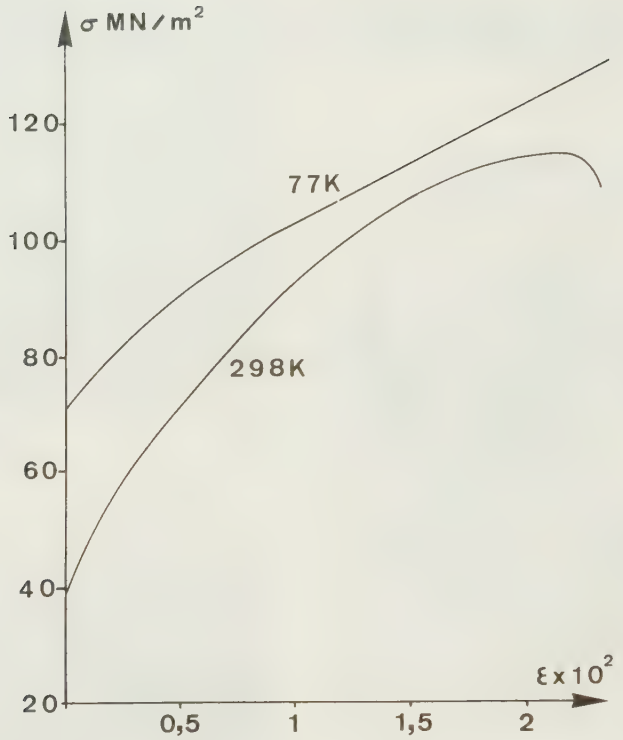


Figure 19 - Courbes contrainte-déformation pour le glissement pyramidal de 2ème espèce du magnésium (essais en traction).

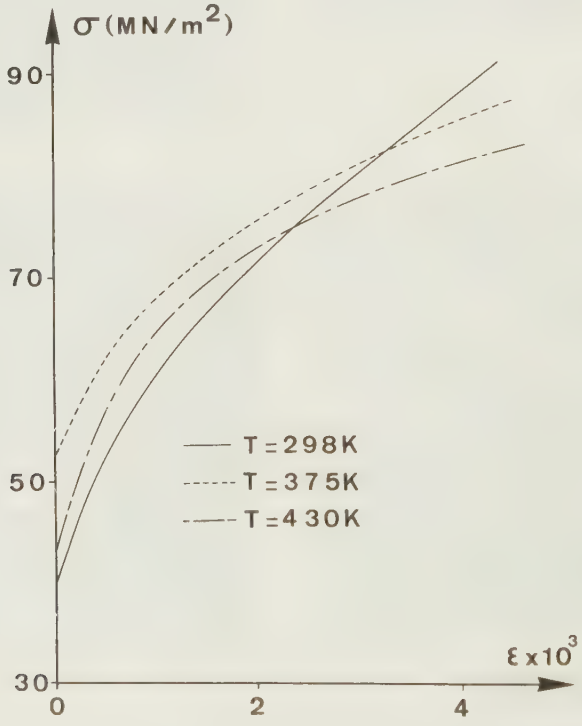


Figure 20 - Quelques courbes typiques contrainte-déformation pour le glissement pyramidal de 2ème espèce du magnésium (essais en compression).

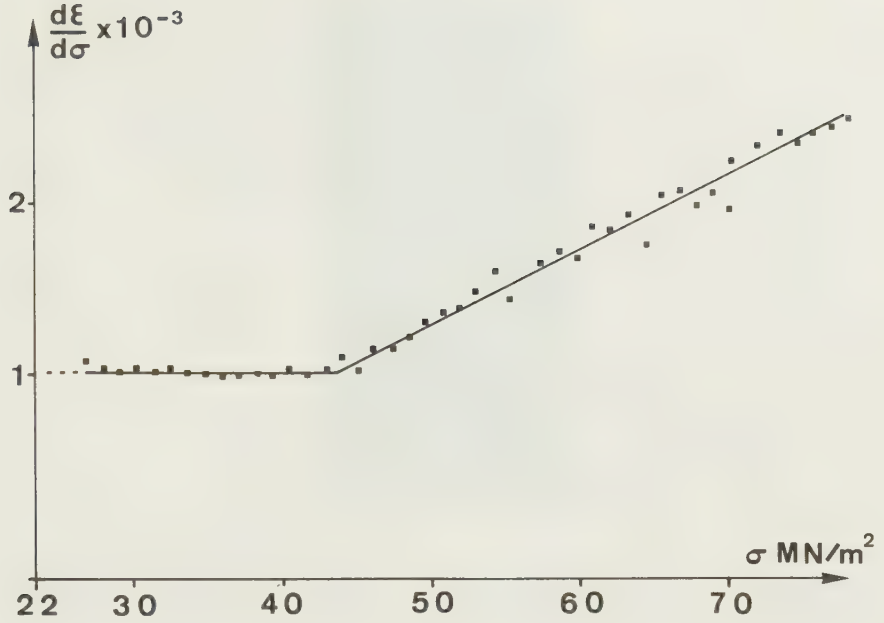


Figure 21 - Dépouillement des courbes contrainte-déformation pour le glissement pyramidal de 2ème espèce du magnésium.

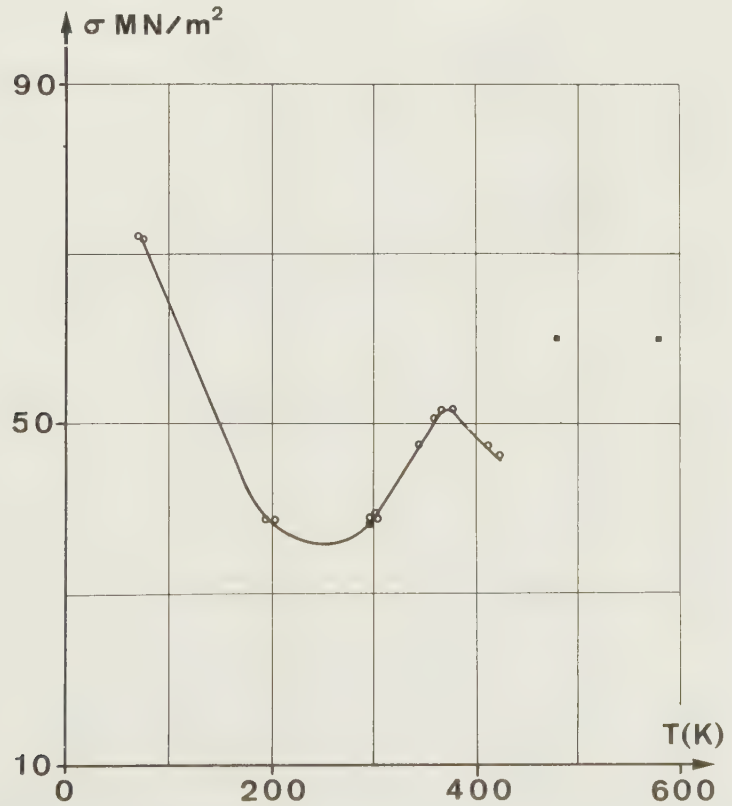


Figure 22 - Variation de la cission critique macroscopique du glissement pyramidal de 2ème espèce du magnésium avec la température.

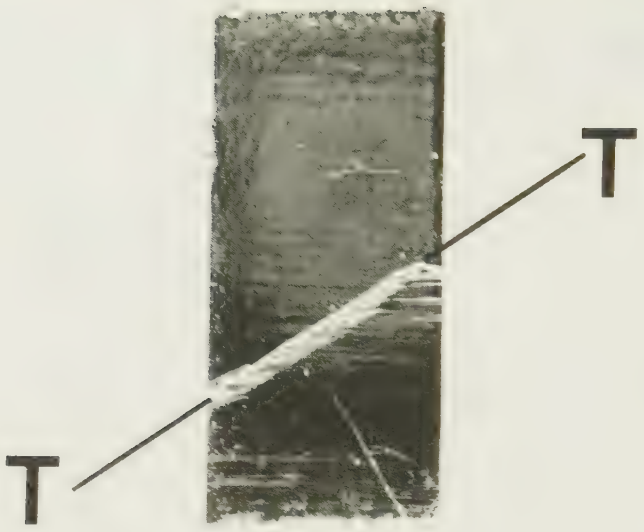


Figure 23 - Eprouvette déformée à 300°C. T : trace du plan $(10\bar{1}1)$.

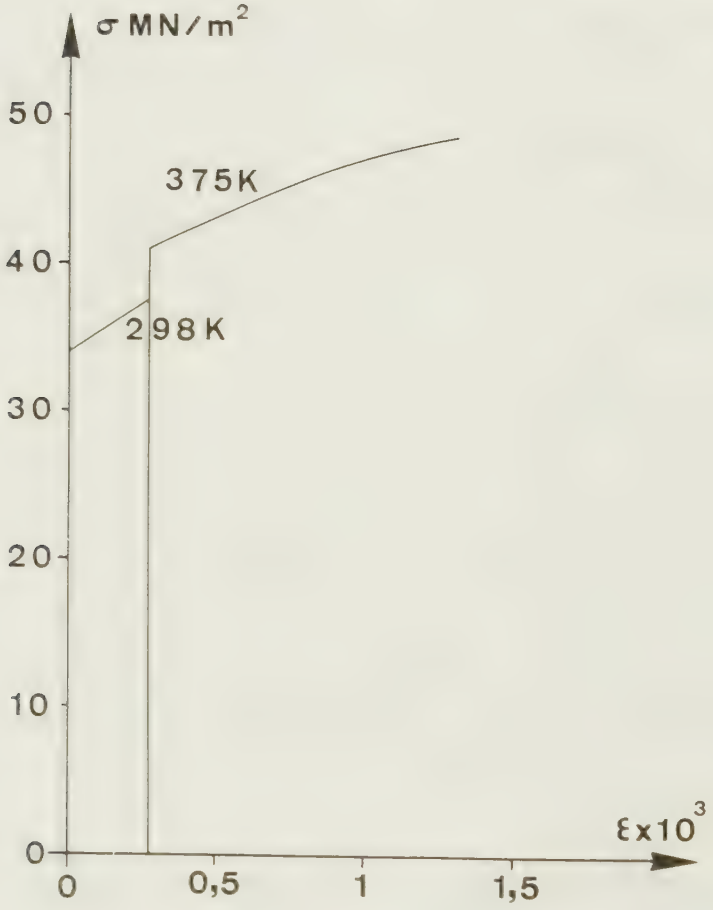


Figure 24 - Saut de température : la contrainte d'écoulement est plus élevée à 102°C qu'à 25°C.

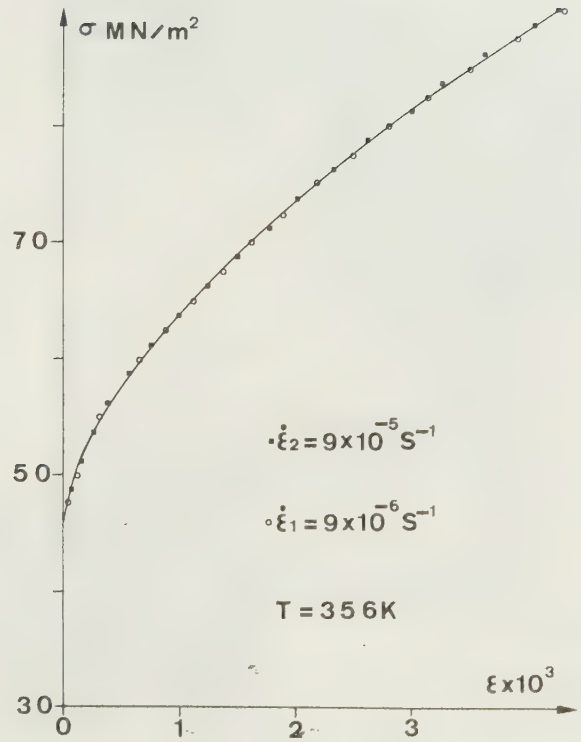


Figure 25 - Influence de la vitesse de déformation sur le glissement pyramidal de 2ème espèce du magnésium.

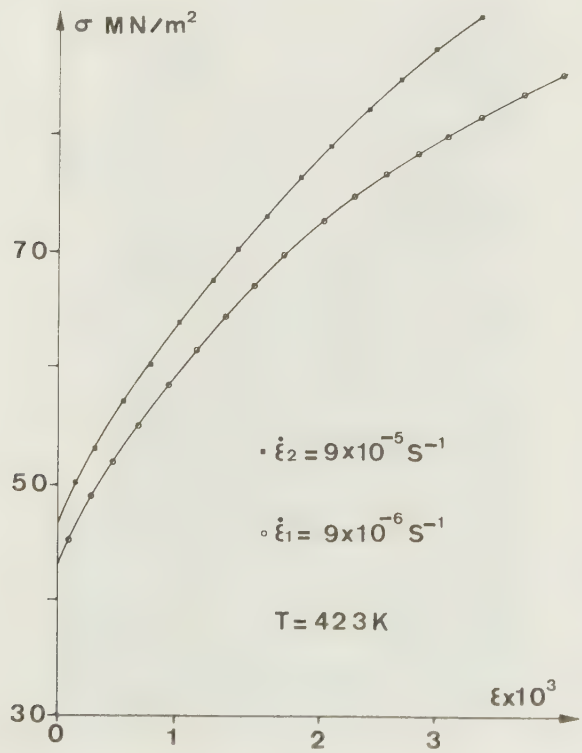


Figure 26 - Influence de la vitesse de déformation sur le glissement pyramidal de 2ème espèce du magnésium.

GLISSEMENT PYRAMIDAL DU MAGNESIUM

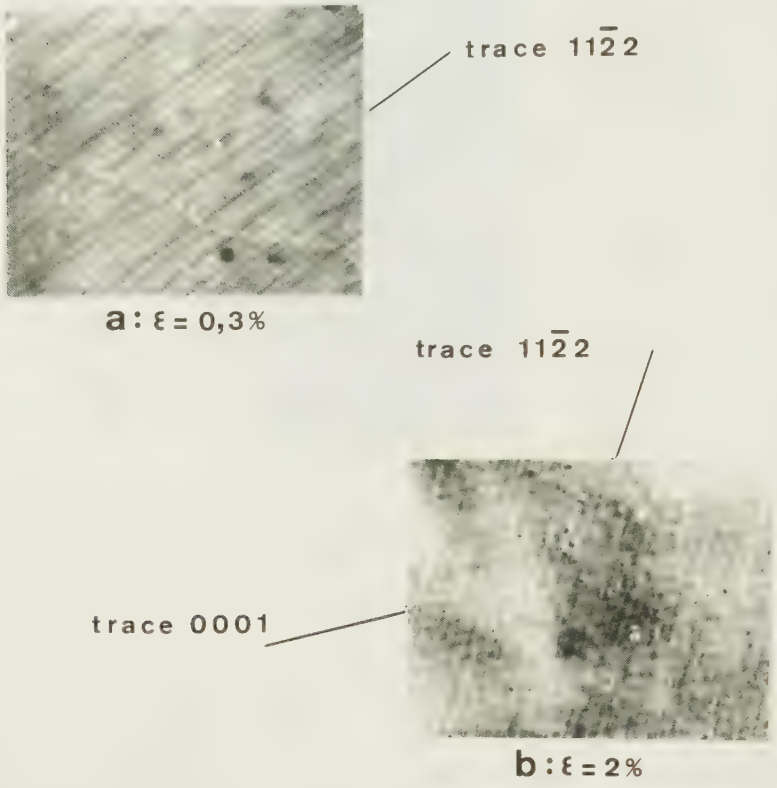


Figure 27 - Lignes de glissement pyramidal de 2ème espèce à la température ambiante.

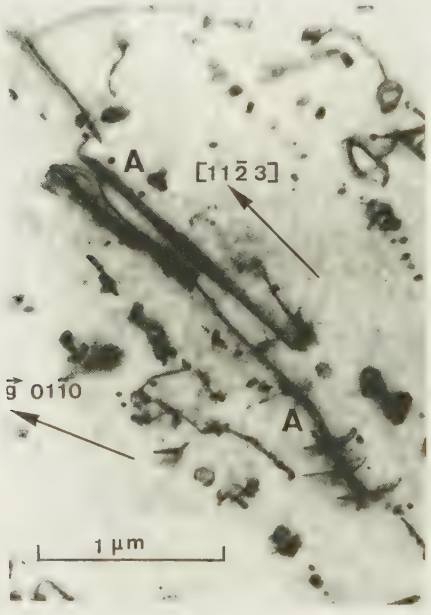


Figure 28 - Dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ vis courbée dans son plan de glissement (A). Plan de lame entre (0$\bar{1}$11) et (1$\bar{3}$22). Le plan de glissement (1$\bar{1}$22) est très inclinés sur le plan de lame qui contient la direction [11$\bar{2}$3].

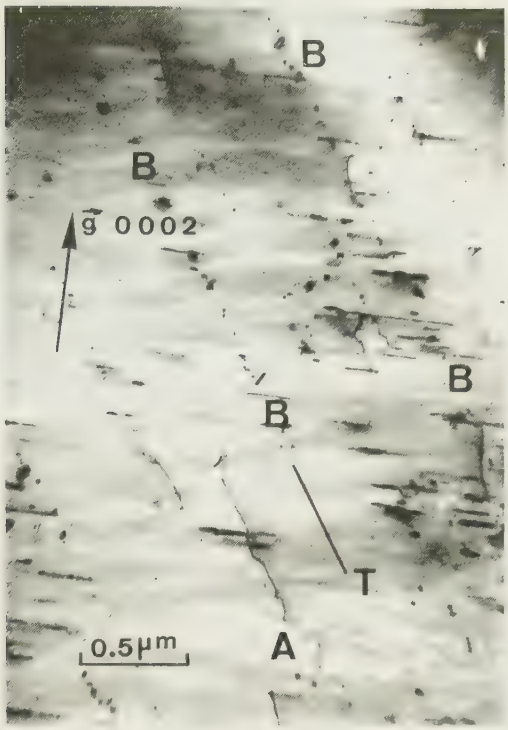


Figure 29 - Lignes de glissement dans le Domaine I : ces lignes renferment surtout des dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis (A) et du débris (B). : plan de lame voisin de $(1\bar{1}20)$.
T : trace du plan $(1\bar{2}12)$ sur le plan de lame.

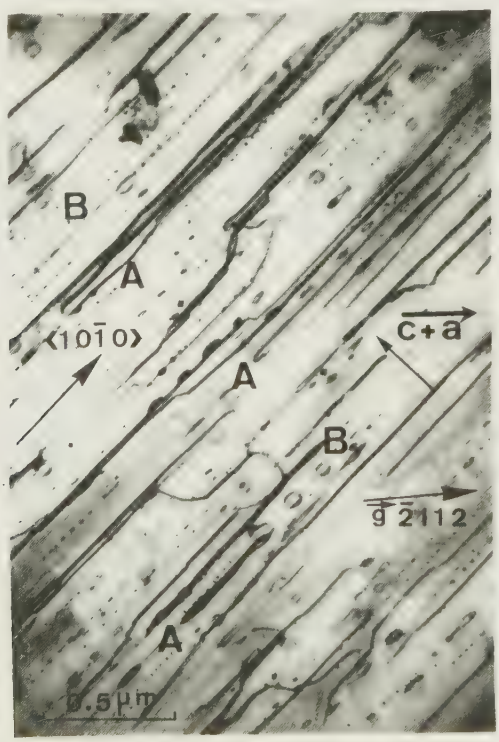


Figure 30 - Grandes boucles allongées dans la direction $[10\bar{1}0]$(A), segments de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ coin et rangées de petites boucles allongées dans la direction $[10\bar{1}0]$ (B).

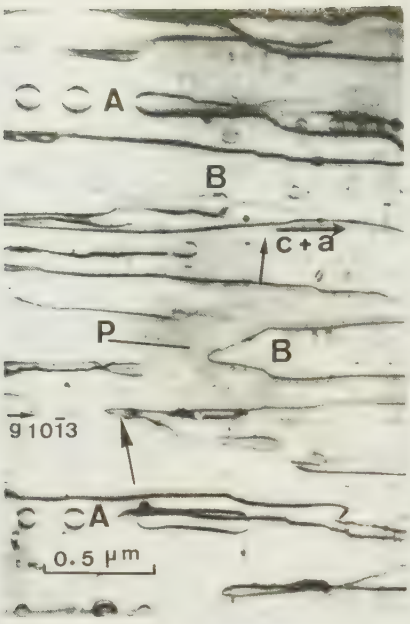


Figure 31 - Grandes boucles allongées dans la direction [10$\bar{1}$0] (B). Formation de rangées de boucles parallèles à [10$\bar{1}$0] (A). Plan de lame entre (1$\bar{2}$12) et (1$\bar{2}$11) à 5° de (1$\bar{2}$12). P : Projection de la direction [10$\bar{1}$0] sur le plan de lame.

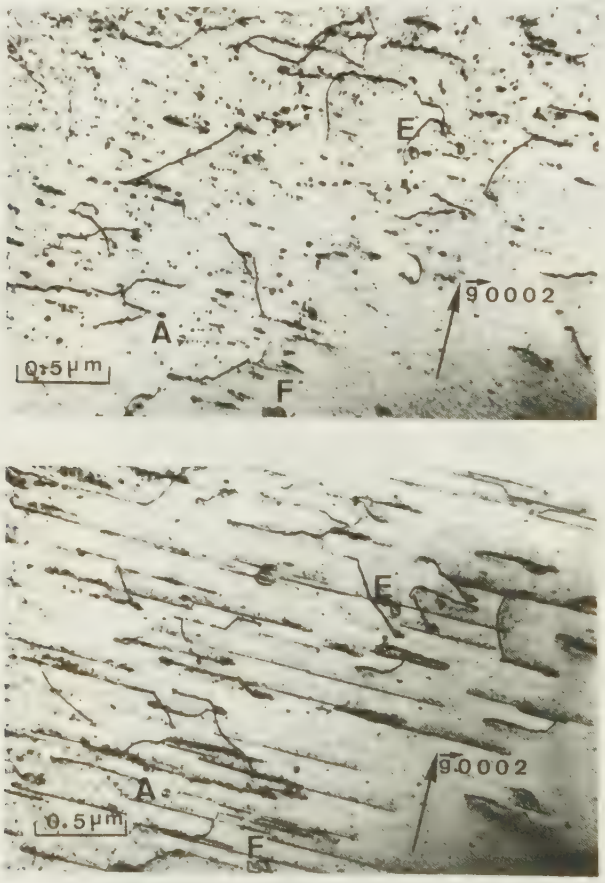


Figure 32 - (a) Dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis et débris dans un échantillon déformé à 200 K. Plan de lame entre (10$\bar{1}$0) et (11$\bar{2}$0). (b) Même plage après chauffage ; il s'est formé de grands segments $\vec{c}+\vec{a}$ coin. Les lettres A, E, F indiquent trois points de repère.

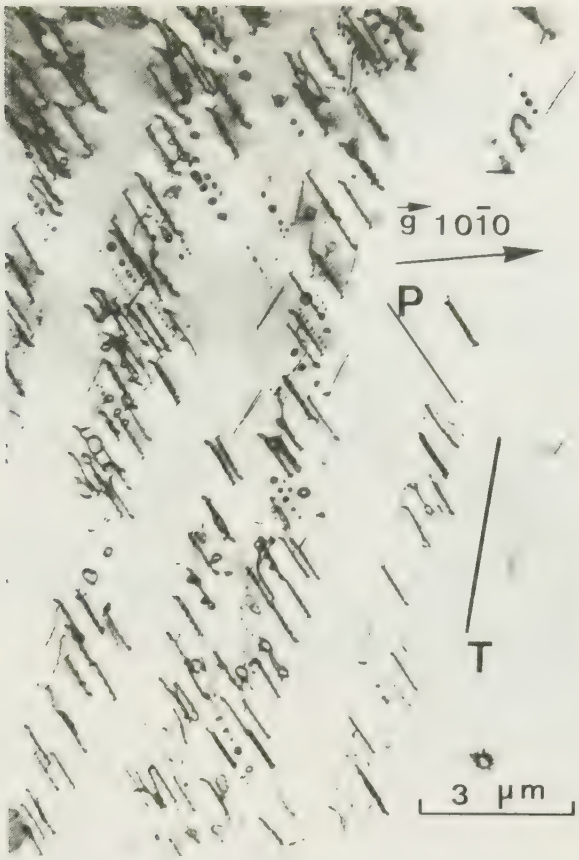


Figure 33 - Lignes de glissement pyramidal. Plan de lame entre (1$\bar{2}$14) et (1$\bar{2}$16). T : Trace du plan (2$\bar{1}\bar{1}$2). P : Projection sur le plan de lame de la direction [1$\bar{1}$00] .

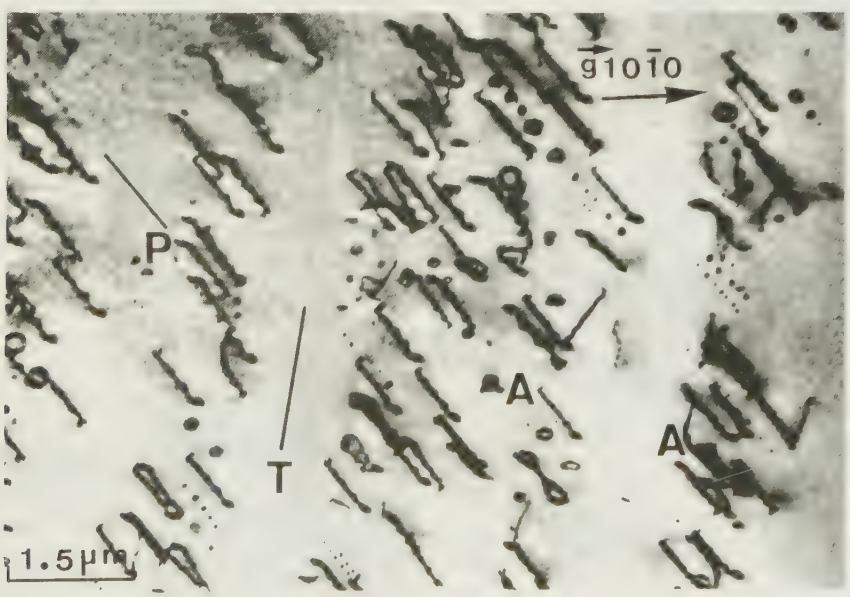


Figure 34 - Lignes de glissement pyramidal ; segments $\vec{c}+\vec{a}$ coin dissociés (A). Plan de lame entre (1$\bar{2}$14) et (1$\bar{2}$16). T : Trace du plan ($\bar{2}$112) sur le plan de lame. P : Projection de la direction [1$\bar{1}$00] sur le plan de lame.

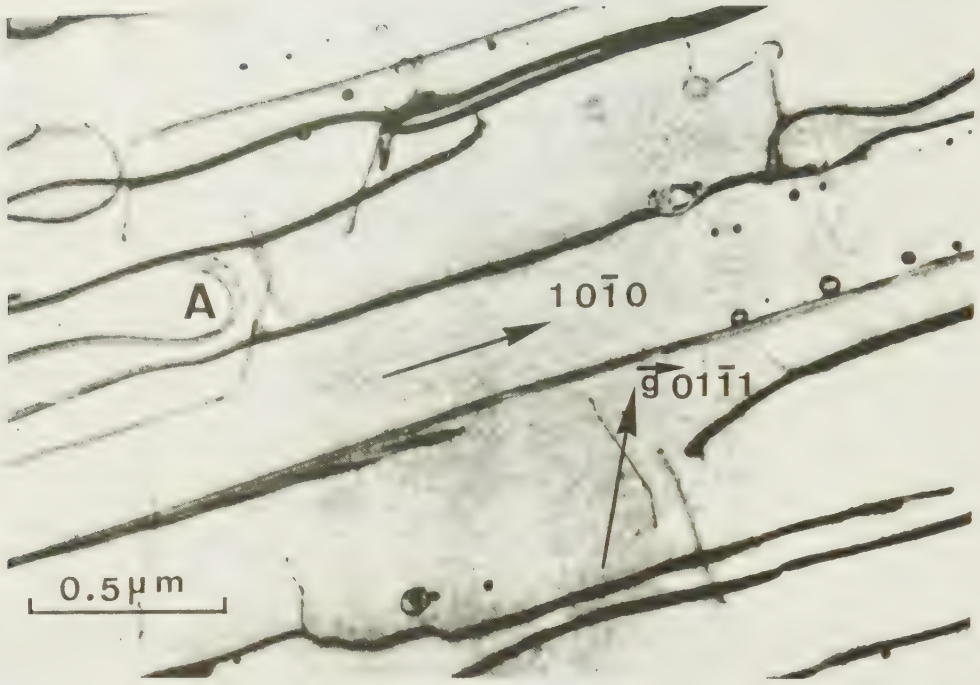


Figure 35 - Dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ dissociée (A). Plan de lame entre $(1\bar{2}14)$ et $(1\bar{2}16)$ à 22° du plan de glissement $(1\bar{2}12)$.

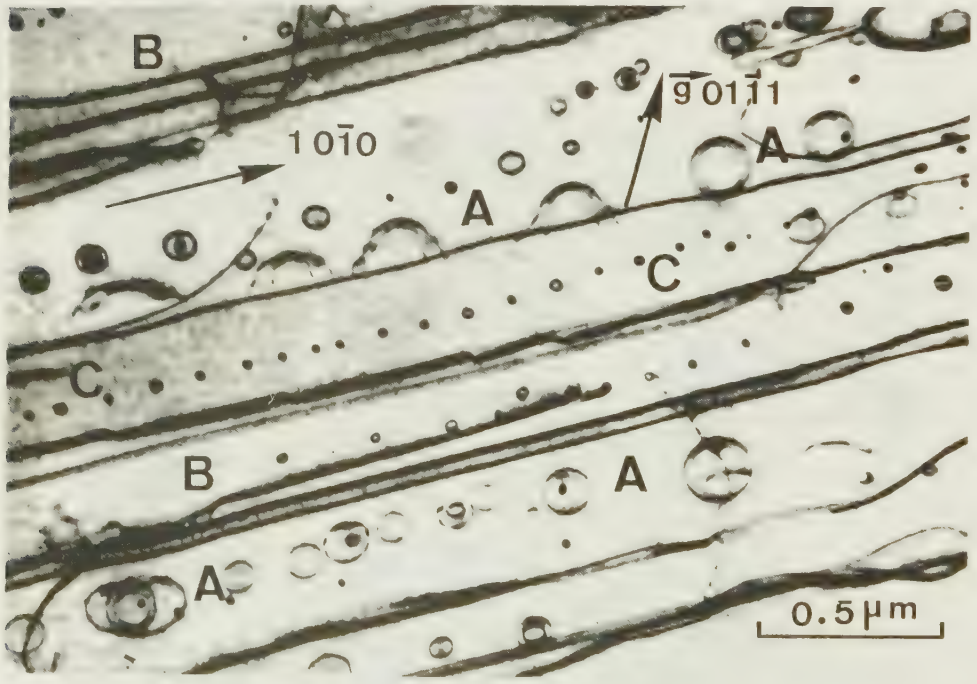


Figure 36 - Segments $\vec{c}+\vec{a}$ coin (B). Rangées de boucles alignées dans la direction $[10\bar{1}0]$ (C). Boucles de fautes d'empilement annulaire (A). Plan de lame entre $(1\bar{2}14)$ et $(1\bar{2}16)$.

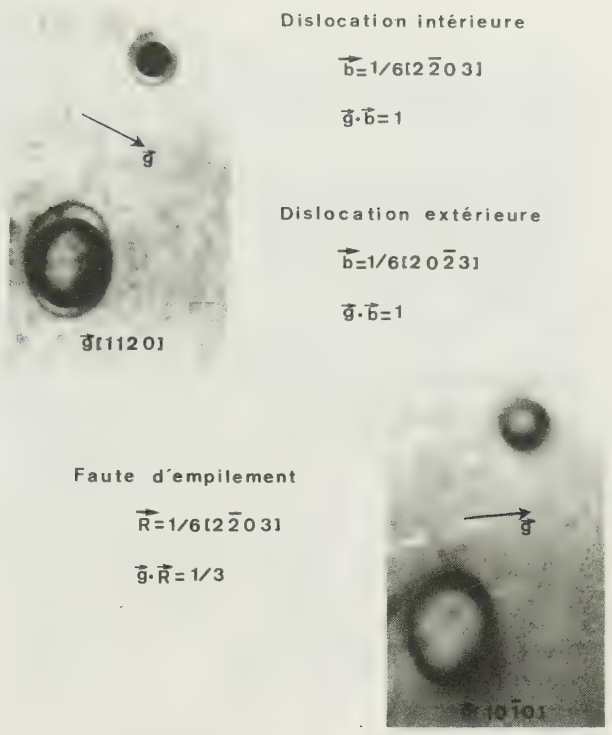


Figure 37 - Boucles de fautes annulaires

a) dislocations en contraste
b) faute d'empilement en contraste. Plan de lame (0001).

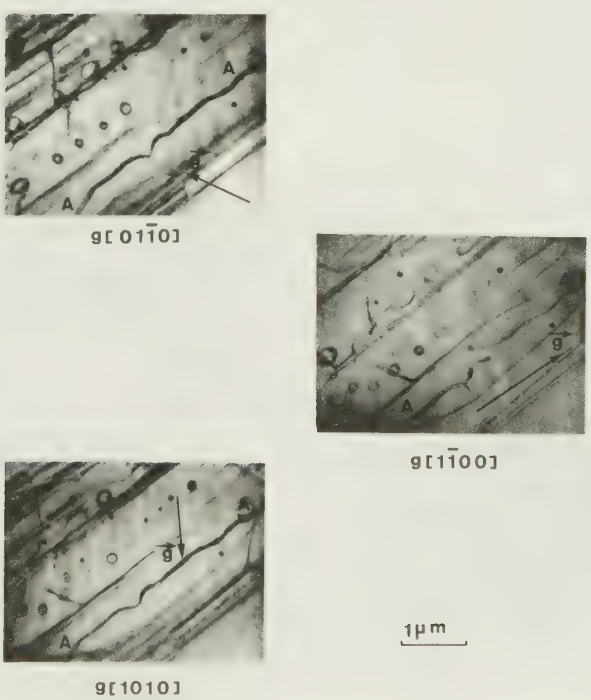


Figure 38 - Dislocations de vecteur de Burgers $\vec{c}$ (A-A) dans une ligne de glissement pyramidal de 2ème espèce. Plan de lame (0001).

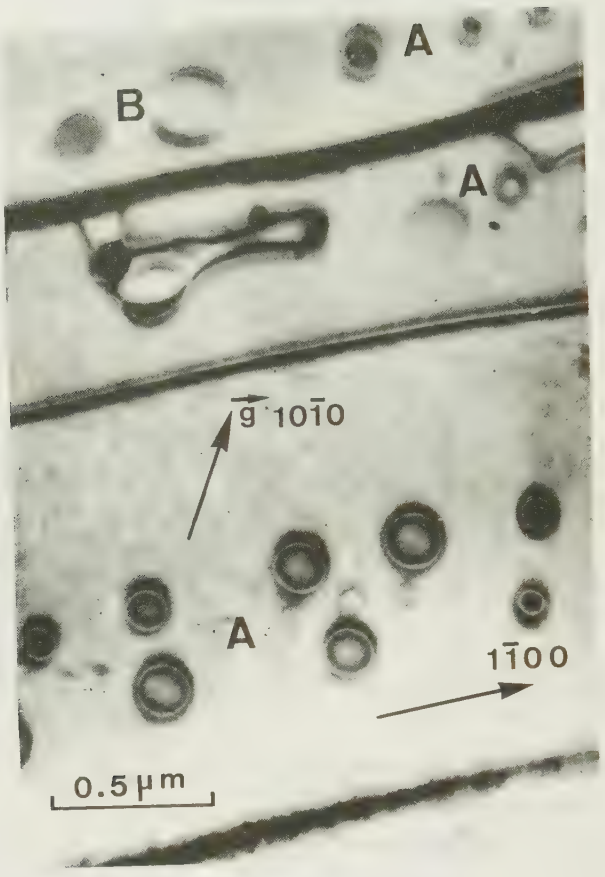


Figure 39 - Boucles de faute d'empilement annulaires (A), boucles de dislocation $\vec{c}$ (B). Plan de lame (0001).

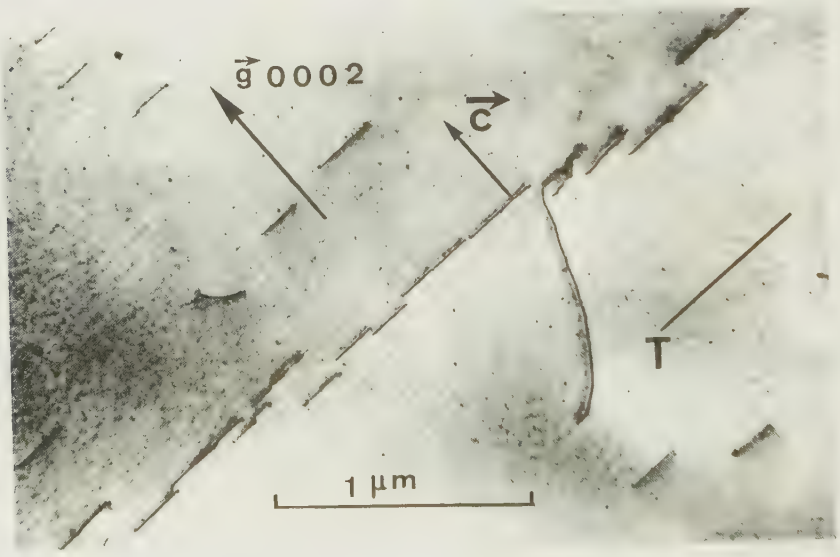
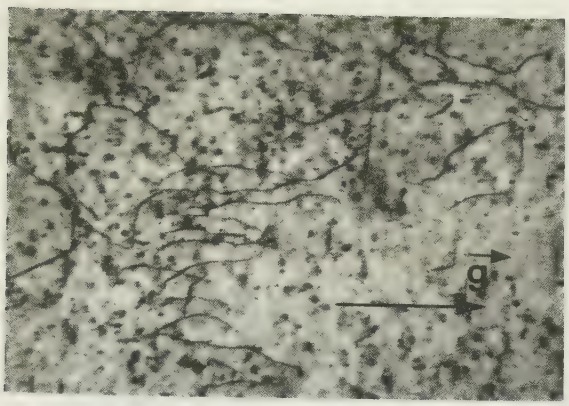
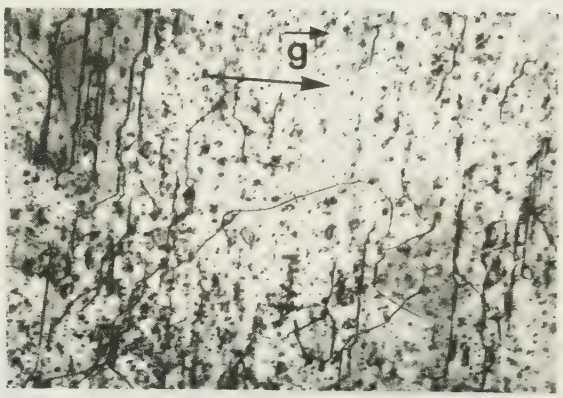


Figure 40 - Dislocations $\vec{c}$ situées dans le plan de base pour la plus grande part. Plan de lame voisin de $(1\,0\bar{1}\,0)$. T : trace du plan (0001).



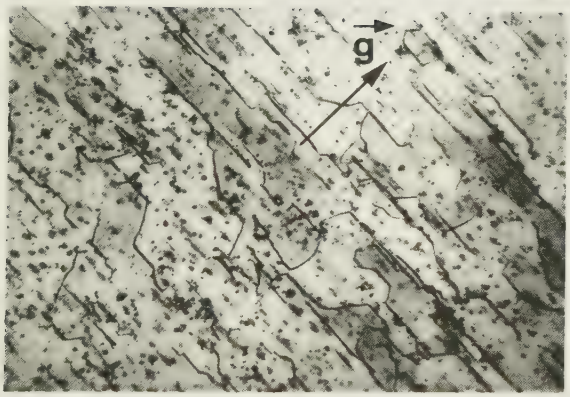
a

$\vec{g}$[0002] T=77K



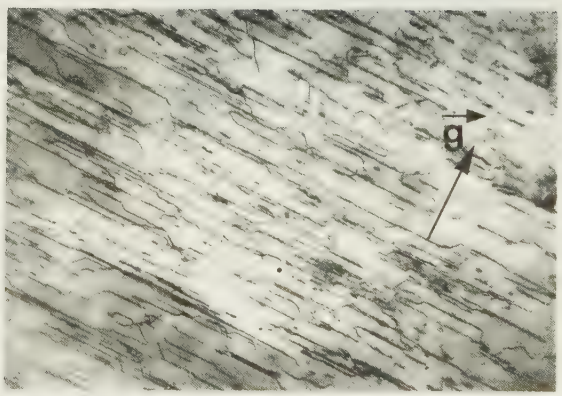
b

$\vec{g}$[0002] T=298K



c

$\vec{g}$[0002] T=373K



d

$\vec{g}$[0002] T=430K

1µm

Figure 41 - Configurations de dislocations observées pour diverses températures dans des échantillons déformés de 5.10^{-3}.

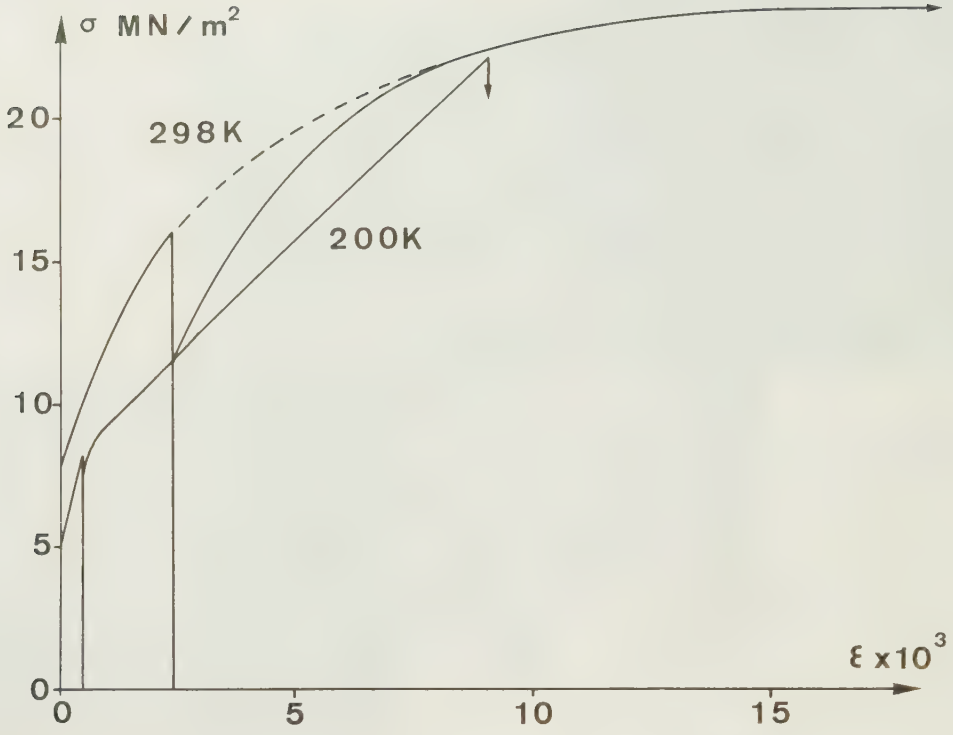


Figure 42 - Courbes contrainte-déformation pour le glissement pyramidal de 2ème espèce du zinc (essais en traction). La forme de la courbe de l'essai effectué à la température ambiante est due à un recuit, à la température ambiante de 48 heures.

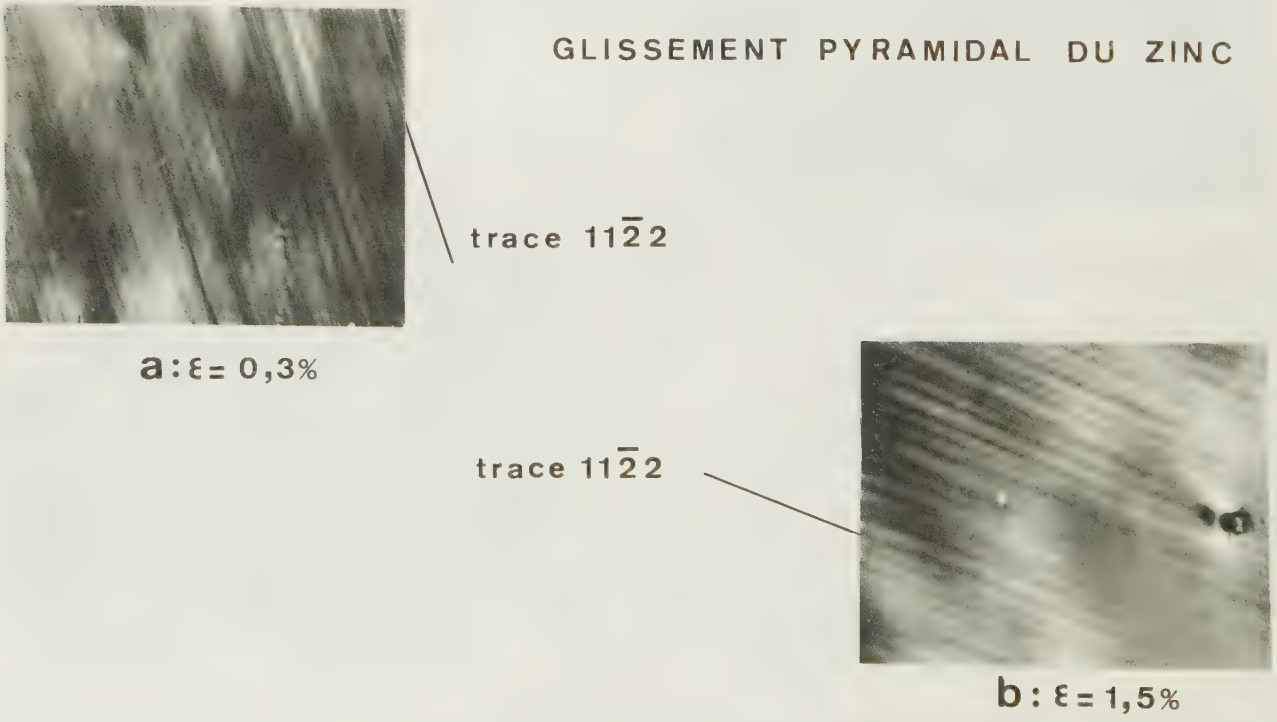


Figure 43 - Lignes de glissement pyramidal de 2ème espèce (essai à 25°C).

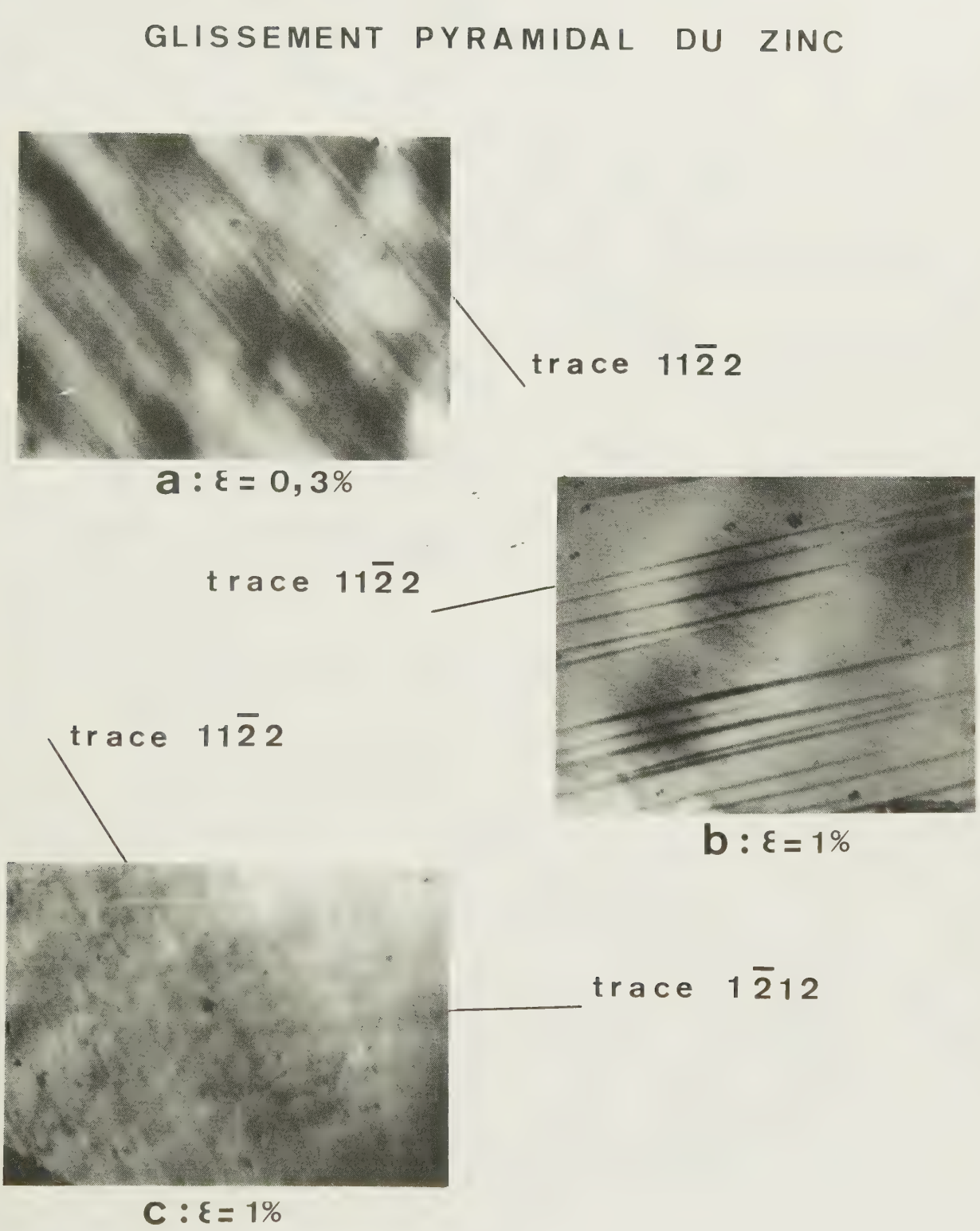


Figure 44 - Lignes de glissement pyramidal de 2ème espèce (essai à - 80°C).

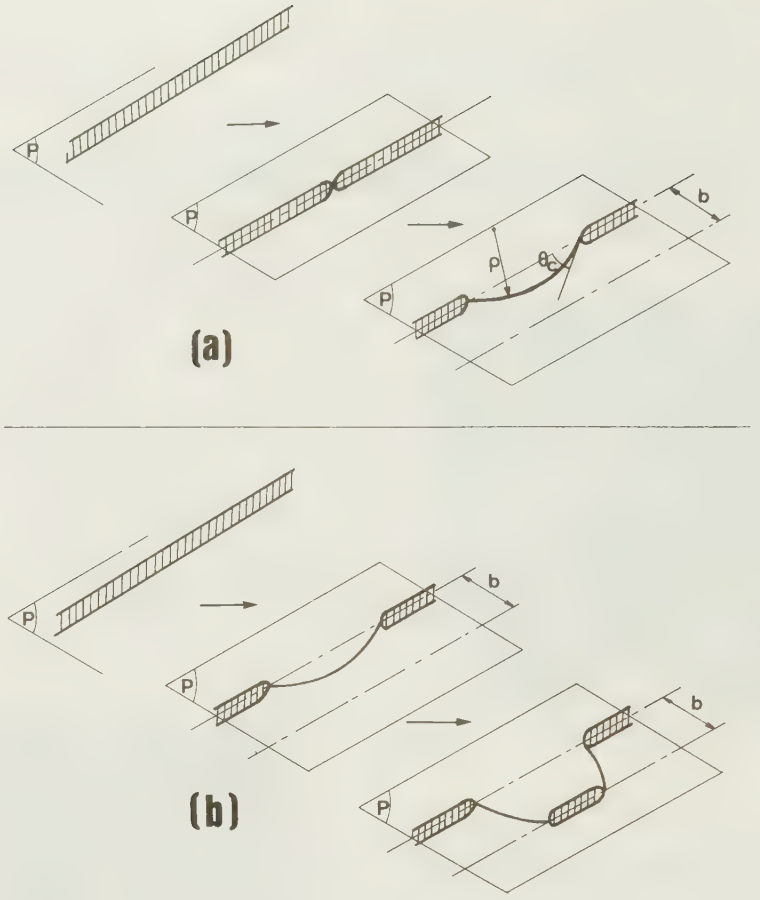


Figure 45 - Modèles de glissement dévié : a) Friedel, b) Escaig.

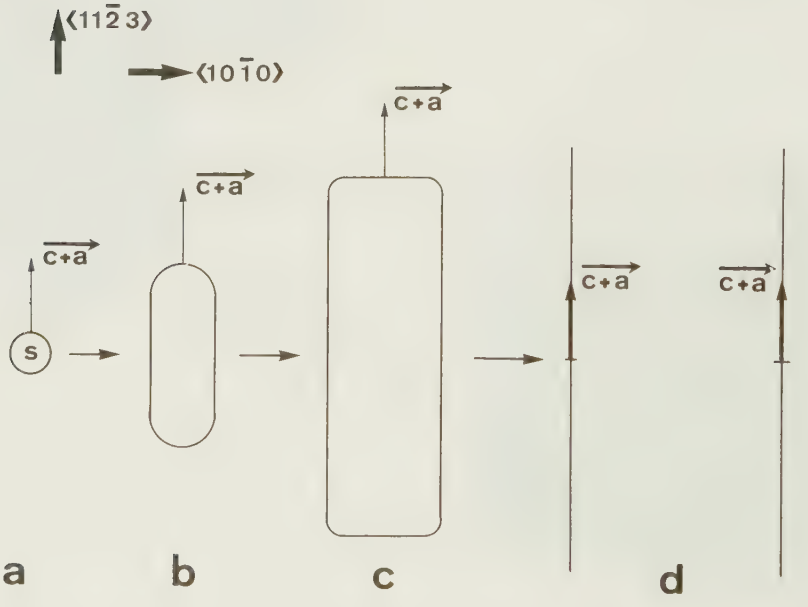


Figure 46 - Formation de grands segments $\vec{c} + \vec{a}$ vis dans le Domaine I.

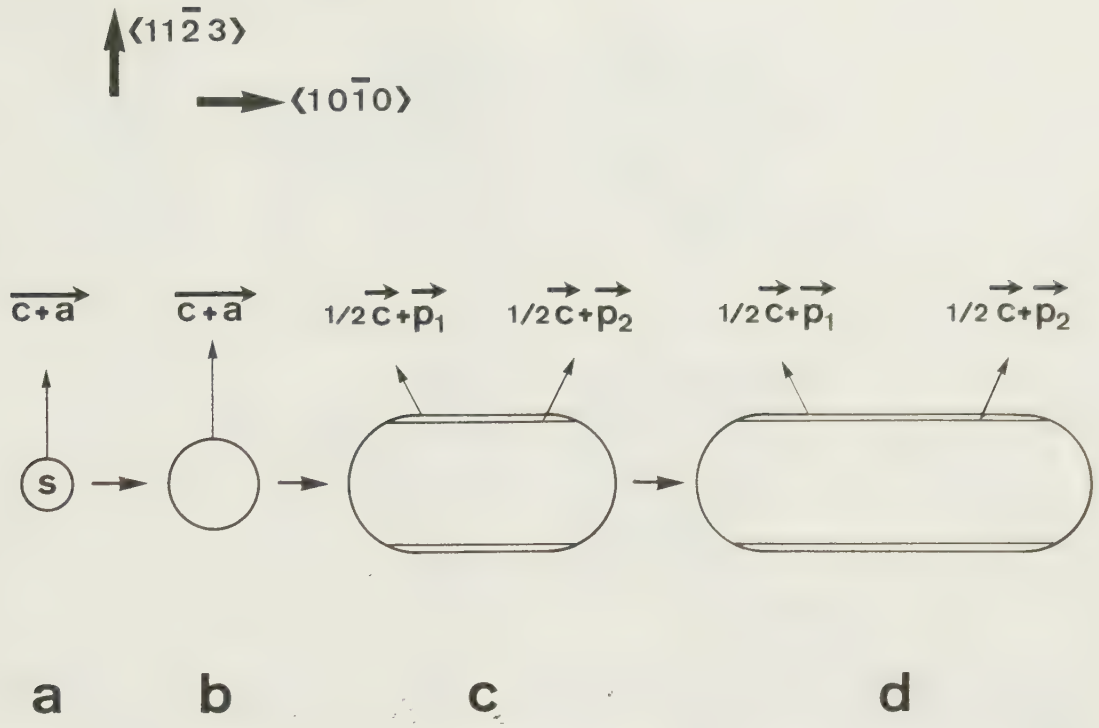


Figure 47 - Formations des grandes boucles allongées dans la direction [1$\bar{0}$10] (blocage efficace des segments coin).

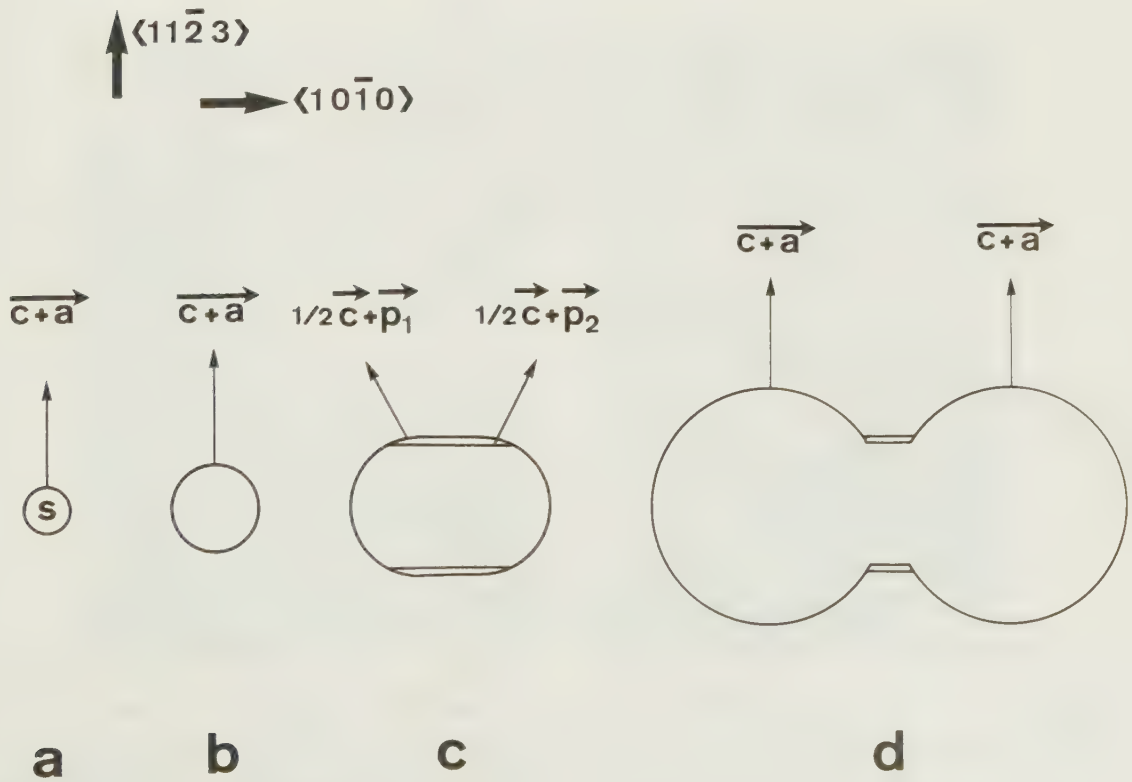


Figure 48 - Blocage inefficace des segments $\vec{c} + \vec{a}$ coin, le verrou dû à la dissociation des segments $\vec{c} + \vec{a}$ coin est inefficace et sautera sous l'effet de la tension de ligne.

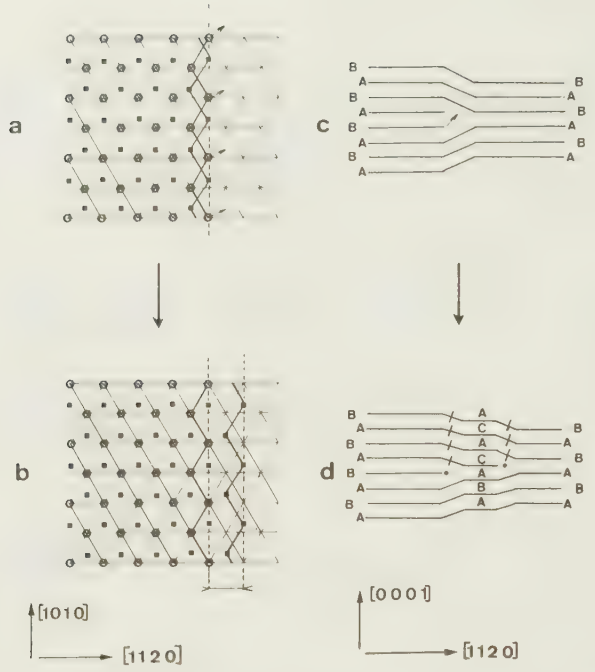


Figure 49 - Faute d'empilement due à la dissociation de la dislocation $\vec{c} + \vec{a}$ en dislocations partielles du type $\frac{1}{2}\vec{c} + \vec{p}$.

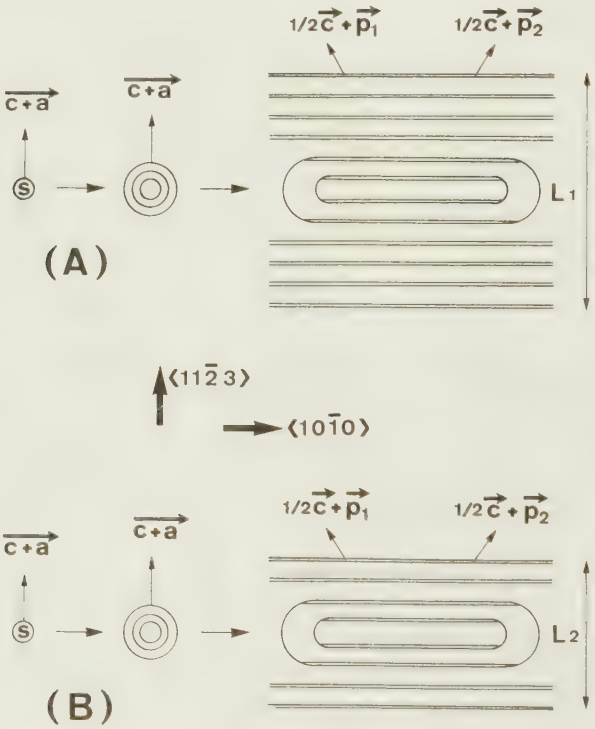


Figure 50 - Formation de lignes de glissement dans le Domaine II. (A) température T_1. (B) température $T_2 > T_1$. La longueur L_2 de la ligne de glissement formée à la température $T_2 > T_1$ est plus petite que la longueur L_1 de la ligne de glissement formée à la température T_1. S est une source de dislocations $\vec{c} + \vec{a}$.

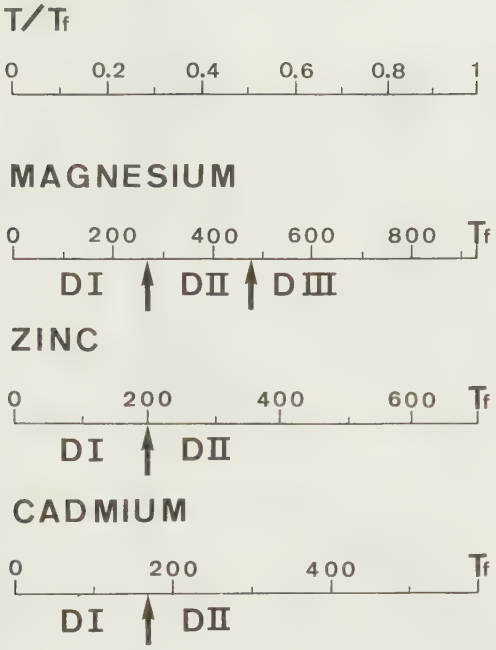


Figure 51 - Domaines de température, D I, D II et D III pour le magnésium (présente étude) pour le zinc et le cadmium (Price, 1963). D I, domaine I : observation de dislocations $\vec{c}+\vec{a}$ vis. D II, domaine II : formation des grandes boucles de dislocation $\vec{c}+\vec{a}$ de caractère coin. DIII, domaine III : disparition du glissement pyramidal de deuxième espèce dans le magnésium.

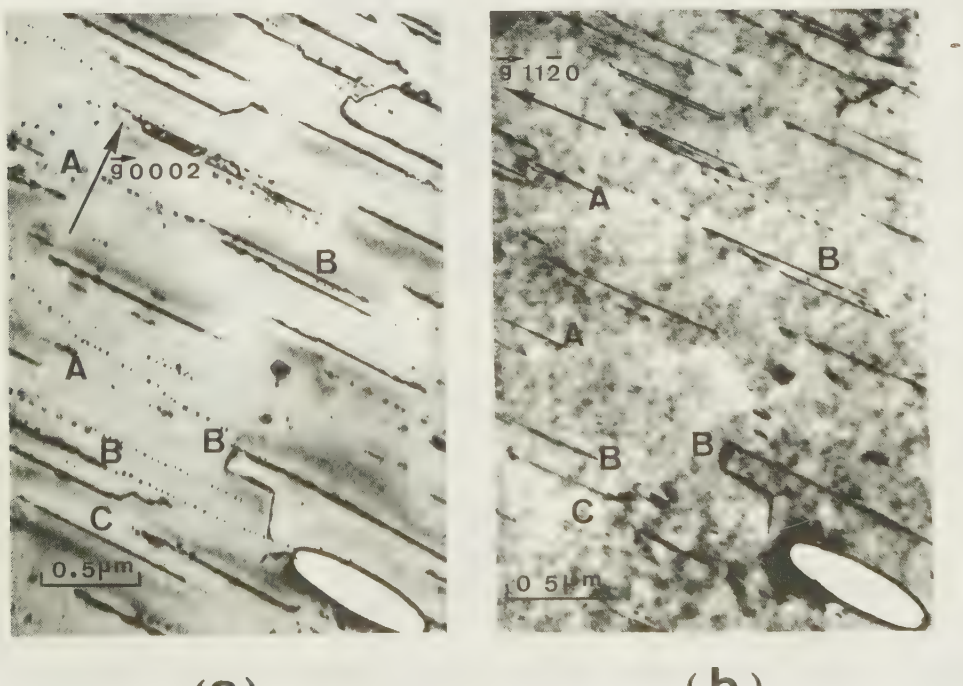


Figure 52 - Détermination des vecteurs de Burgers des dislocations de vecteur de Burgers $\vec{a}$, $\vec{c}$, $\vec{c}+\vec{a}$.

(A) dislocation $\vec{a}$ (B) dislocation $(\vec{c}+\vec{a})$ (C) dislocation $\vec{c}$

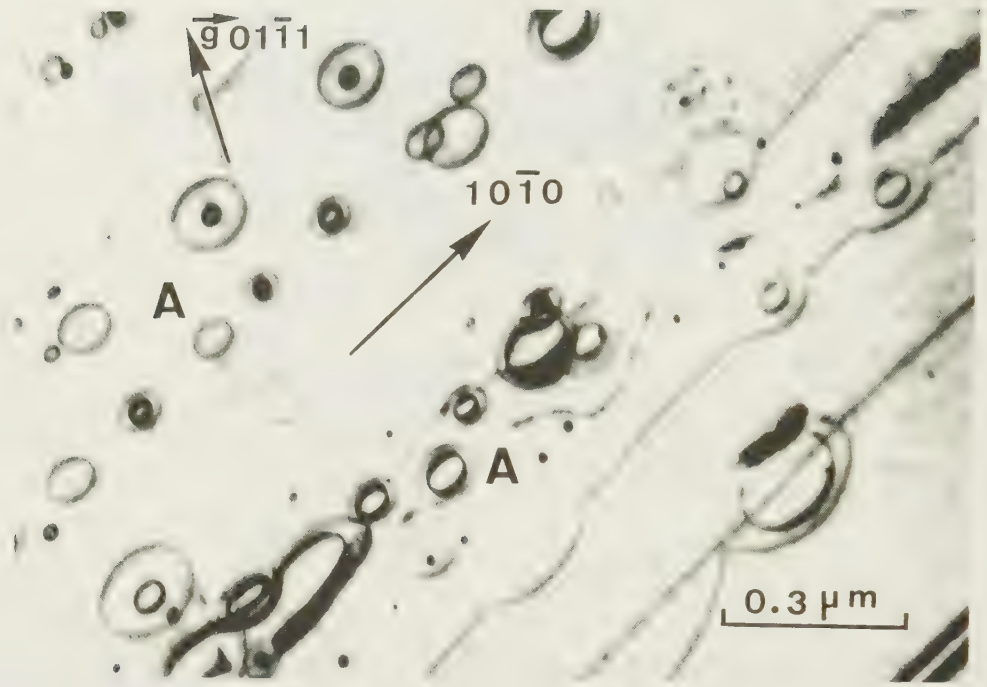


Figure 53 - Boucles de fautes annulaires (dislocations en contraste) plan de lame entre (1$\bar{2}$14) et (1$\bar{2}$16).

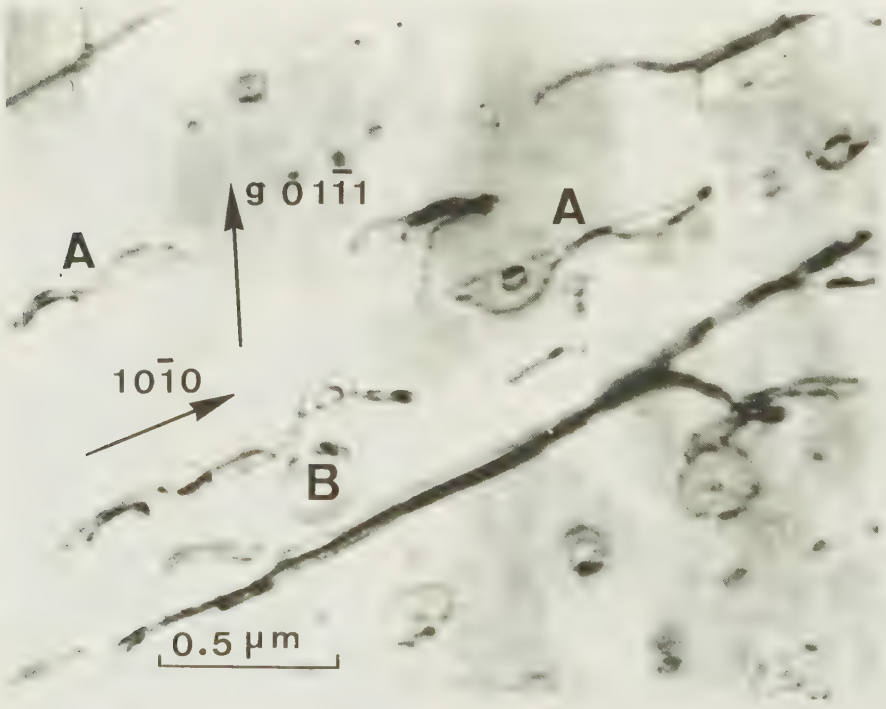


Figure 54 - Boucle de faute annulaire : contraste de franges typiques de la faute d'empilement A . Plan de lame entre (1$\bar{2}$14) et (1$\bar{2}$16).

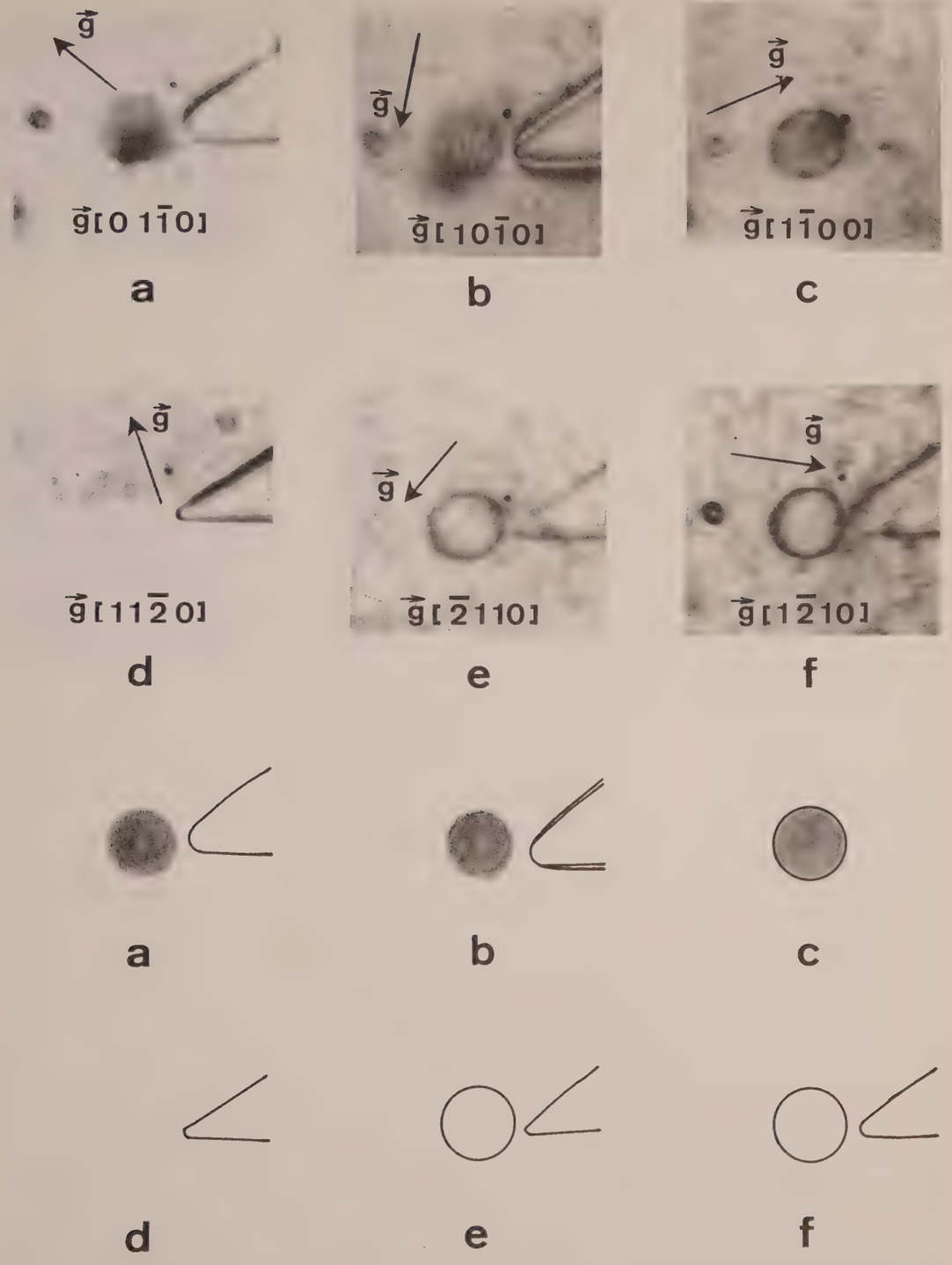


Figure 55 - Détermination des vecteurs de Burgers des dislocations partielles. Boucle de faute. Plan de lame (0001).

BOUCLE DE FAUTE

Dislocation bordant la faute : $\vec{b}$ = 1/6 [2$\bar{2}$03]

Faute d'empilement : $\vec{R}$ = 1/6 [2$\bar{2}$03]

TABLEAU V

Valeurs de $\vec{g} \cdot \vec{b}$

b \ g	01$\bar{1}$0	10$\bar{1}$0	1$\bar{1}$00	11$\bar{2}$0	$\bar{2}$110	1$\bar{2}$10
$\frac{1}{6}$[2$\bar{2}$03]	1/3	1/3	2/3	0	1	1

TABLEAU VI

Valeurs de $\vec{g} \cdot \vec{R}$

R \ g	01$\bar{1}$0	10$\bar{1}$0	1$\bar{1}$00	11$\bar{2}$0	$\bar{2}$110	1$\bar{2}$10
$\frac{1}{6}$ [2$\bar{2}$03]	1/3	1/3	2/3	0	1	1

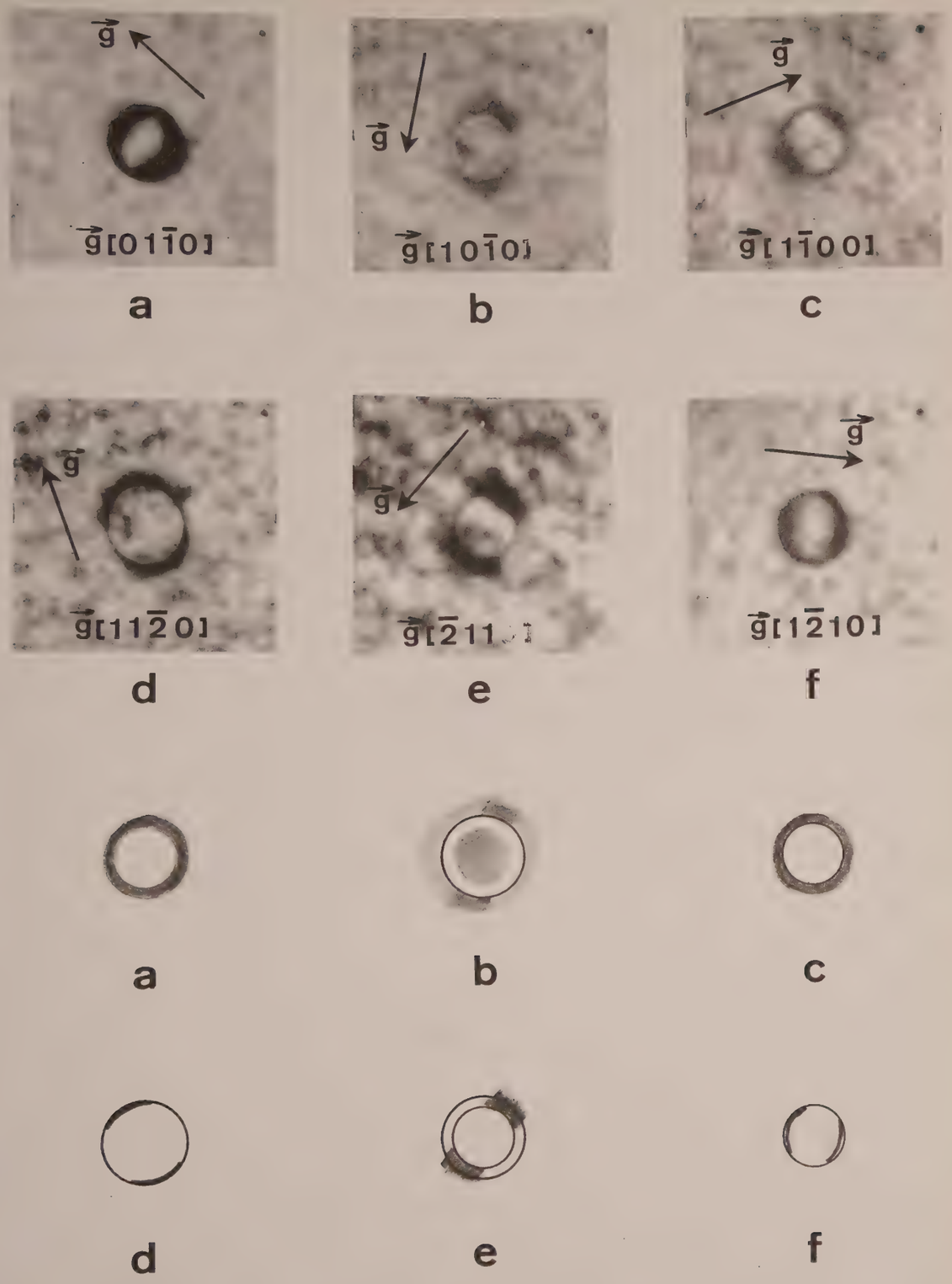


Figure 56 - Détermination des vecteurs de Burgers des dislocations partielles. Boucle de faute annulaire. Plan de lame (0001).

BOUCLE DE FAUTE ANNULAIRE

Dislocation intérieure : $\vec{b} = 1/6\,[2\bar{2}03]$
Dislocation extérieure : $\vec{b} = 1/6\,[20\bar{2}3]$
Faute d'empilement : $\vec{R} = 1/6\,[2\bar{2}03]$

TABLEAU VII

Valeurs de $\vec{g}.\vec{b}$

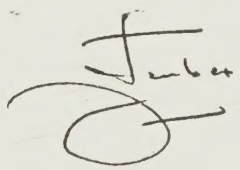
b \ g	$01\bar{1}0$	$10\bar{1}0$	$1\bar{1}00$	$11\bar{2}0$	$\bar{2}110$	$1\bar{2}10$
$\frac{1}{6}[2\bar{2}03]$	1/3	1/3	2/3	0	1	1
$\frac{1}{6}[2\bar{2}03]$	1/3	2/3	1/3	1	1	0

TABLEAU VIII

Valeurs de $\vec{g}.\vec{R}$

R \ g	$01\bar{1}0$	$10\bar{1}0$	$1\bar{1}00$	$11\bar{2}0$	$\bar{2}110$	$1\bar{2}10$
$\frac{1}{6}[2\bar{2}03]$	1/3	1/3	2/3	0	1	1

Vu et approuvé

ORSAY, le 17 mai 1972

Le Vice-Président du Centre d'Orsay